



Simulations climatiques régionales couplées atmosphère - océan - glace de mer en Antarctique.

Nicolas Jourdain

► To cite this version:

Nicolas Jourdain. Simulations climatiques régionales couplées atmosphère - océan - glace de mer en Antarctique.. Climatologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT : . tel-00266564

HAL Id: tel-00266564

<https://theses.hal.science/tel-00266564>

Submitted on 25 Mar 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement

LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE
ET GEOPHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT
UMR5183

Centre National de la Recherche Scientifique
Université Joseph Fourier
54, rue Molière - Domaine Universitaire
BP 96 - 38402 - Saint Martin d'Hères Cedex (France)

Simulations climatiques régionales couplées atmosphère - océan - glace de mer en Antarctique

Nicolas JOURDAIN

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier (Grenoble 1)
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et 30 mars 1992)

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers

Date de Soutenance 3 décembre 2007.

Composition du jury :

<i>M. Michel Fily</i>	<i>Président</i>
<i>M. Jean-Louis Dufresne</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. Hugues Goosse</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. Bernard Barnier</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. Laurent Terray</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. Hubert Gallée</i>	<i>Directeur de Thèse</i>



Résumé

Dans le cadre du réchauffement climatique, la prédiction de la hausse du niveau des mers est un défi majeur. La contribution du bilan de masse de surface de l'Antarctique constituerait la seule contribution négative à la hausse du niveau des mers. D'un autre côté, la dynamique de la calotte pourrait réagir de façon non linéaire au changement climatique, et entraîner une accélération et un amincissement de certains glaciers (Meehl *et al.* 2007, GIEC). Pour ces deux raisons, il convient de connaître précisément le climat de l'Antarctique. Les Modèles de climat globaux reproduisent mal certain aspects du climat Antarctique : les précipitations sont surestimées à cause de la topographie côtière trop lisse ; le bilan d'énergie en surface est mal représenté car les processus physiques impliquant la neige sont représentés de façon trop grossière. C'est pourquoi nous nous intéressons à la modélisation régionale, qui offre une meilleure résolution et une meilleure représentation des processus physiques.

Le climat de l'Antarctique implique la glace de mer, dont l'extension modifie par exemple l'humidité disponible pour l'atmosphère. Mais l'ensemble de l'océan joue également un rôle, car la formation d'eau dense près des côtes engendre des échanges relativement rapides entre la surface et l'océan profond. C'est pourquoi nous avons choisi de créer un modèle régional couplé atmosphère - glace de mer - océan. Le but de cette thèse est uniquement de développer et d'évaluer un tel modèle.

Pour l'atmosphère, nous utilisons le Modèle Atmosphérique Régional (MAR, Gallée *et al.* 2005). Ce modèle a été spécialement développé pour les régions polaires. Il se distingue des autres modèles climatiques régionaux par sa représentation élaborée de la neige, et par une représentation interactive de la neige soufflée par le vent. Pour l'océan et la glace de mer, nous utilisons NEMO (Nucleus for European Modeling of the Ocean), constitué de OPA-9 (Océan PARallélisé, Madec 2007) et de LIM-2 (Louvain Ice Model, Fichefet et Maqueda 1997). Le modèle d'océan utilise une paramétrisation élaborée de la diffusion turbulente le long des isopycnes et de la diffusion verticale. Le modèle de glace de mer utilise un modèle thermodynamique à trois couches, des équations dynamiques basées sur la rhéologie viscoplastique. Enfin, MAR et NEMO sont couplés grâce au logiciel OASIS-3 (Valcke *et al.*, 2004). Le modèle résultant est appelé TANGO, pour Triade Atmosphère-Neige, Glace de mer, Océan.

Avant d'analyser des simulations de TANGO, il convient de connaître précisément le comportement de chacun des modèles lorsqu'ils sont forcés par des données. Dans un premier temps, nous testons la sensibilité de MAR à la représentation de la rugosité orographique. En simulant un cas de la littérature, nous montrons que MAR est capable de simuler des cyclones de méso-échelle ; nous montrons ensuite que le rôle des vents catabatiques côtiers dans la cyclogenèse est faible devant le rôle de l'écoulement synoptique, contrairement à ce que conjecturaient les travaux précédents. Comme les vents catabatiques côtiers dépendent fortement de la rugosité orographique des Montagnes Transantarctiques, les polynies de TANGO pourraient en dépendre ; c'est pourquoi nous avons réglé ce paramètre de façon à avoir des vents côtiers en accord avec les relevés des stations météorologiques. Enfin, nous montrons que la fraction de glace de mer a peu d'influence sur la circulation atmosphérique, probablement parce que notre méthode ne modifie pas la position des fronts de glace.

Puis nous analysons plus précisément le comportement de MAR forcé. Nous trouvons que MAR est trop froid et trop sec en surface sur la Plate-forme glaciaire de Ross. La température de la banquise est par contre proche des observations. Les précipitations de MAR sont sous-estimées sur l'océan à cause de la non prise en compte des nuages aux frontières du domaine. Enfin, nous constatons une différence de paramétrisation du flux de chaleur latente entre celui

de MAR et celui calculé par NEMO lorsque ce dernier est forcé. En ce qui concerne NEMO, la configuration utilisée adopte les mêmes paramétrisations que la simulation globale testée par Treguier *et al.* (2007) en Antarctique. Nous nous assurons donc que la configuration régionale se comporte comme la configuration globale.

Estimer l'apport du couplage s'avère compliqué, car une partie du comportement de TANGO vient effectivement des rétroactions physiques permises par le couplage, mais une autre partie vient du changement de « forçages ». En effet, MAR voit habituellement la glace de mer se SSM/I, et NEMO voit habituellement des champs atmosphériques issus des réanalyses ERA-40 ; dans TANGO, MAR voit donc les défauts de NEMO, et inversement. Pour évaluer la capacité de TANGO à représenter des rétroactions physiques, nous avons donc réalisé un jeu de simulations dans lequel MAR est forcé par les champs de surface de NEMO, et NEMO est forcé par les champs de surface de MAR. Les comparaisons entre ces simulations et les simulations couplées montrent que la couverture de glace de mer de TANGO diffère de celle de NEMO forcé par MAR, ce qui prouve que des rétroactions sont représentées. Dans le détail, nous identifions également une rétroaction impliquant la glace produite dans une polynie à l'automne, et une rétroaction impliquant les précipitations et la température de surface de l'océan.

Finalement, l'ensemble des évaluations de MAR sur l'océan ont permis des améliorations très récentes de MAR : H. Gallée a ainsi amélioré la prise en compte des nuages aux frontières, et les flocons de neige ont été introduits dans le schéma radiatif de façon à mieux simuler les températures de la couche limite sur la calotte. Ceci améliore également le comportement de TANGO. Cette étude souligne également l'importance du couplage, puisque la solution couplée diffère de la solution forcée, toutes paramétrisations étant égales. Nous concluons donc qu'il est nécessaire de poursuivre l'utilisation de TANGO.

Ces travaux ouvrent d'abord des perspectives à court terme, puisqu'il faudra analyser le détail des rétroactions mises en œuvre de façon à tenter de mieux comprendre le climat de l'Antarctique. Ensuite, TANGO pourra être utilisé à petite échelle et haute résolution pour l'analyse des polynies et des formations des masses d'eau dense impliquées dans les circulations océaniques profondes. Une autre possibilité sera d'utiliser TANGO à l'échelle de la calotte, de façon à travailler sur la régionalisation du changement climatique en Antarctique. Enfin, à plus long terme, il sera nécessaire de travailler sur la représentation des cavités sous les plate-formes glaciaires dans TANGO.

Avant toute chose...

Je tiens à m'auto-excuser pour l'absence de remerciements dans ce rapport, et dans tous les autres du passé. Mais après tout, c'est quand même moi qui me suis tapé le boulot. D'ailleurs, je ne vois pas bien qui je remerciais. En fait, je ne remercie personne. Et en particulier :

Je ne remercie pas Hubert Gallée, à cause de qui je suis désormais catalogué comme modélisateur (donc infichu de se servir de ses mains).

Je ne remercie ni Pierre Mathiot ni Bernard Barnier, du MEOM, pour m'avoir si régulièrement mis la tête sous l'eau. De même, je ne remercie pas Jean-Marc Molines pour avoir démasqué ce problème de version, et je ne remercie donc pas Wonsun Pack.

Je ne remercie pas Jean Louis Dufresnes, du LMD, pour avoir relevé la moindre des imperfections de mon rapport. En plus, c'est un peu sa faute ainsi que celle de Sandrine Bony si le choix de quitter la capitale a été si difficile.

Je ne remercie pas plus Hugues Goosse, de l'UCL, pour m'avoir indirectement donné des idées si tard. Julien Lesommer (LEGI-MEOM) et Laurent Terray (CERFACS) ne sont pas plus remerciés ici, car ils auraient pu me poser des questions plus simples (j'étais plus préparé à des questions sur la loi d'Archimède et l'équation de Bernouilli).

Je ne remercie pas Michel Fily à cause de qui je ne pourrai plus m'habituer à des patrons pénibles ou absents.

Je ne remercie pas Arnaud Caubel, du LSCE, de m'avoir fait réaliser que j'avais vraiment besoin d'aide en informatique. Pour les mêmes raisons, Michel Sacchetini ne mérite vraiment aucun remerciement.

Je ne remercie pas Christine car mes talents d'écriture sont bien trop limités pour réussir à rendre compte de tout ce que je ressens à ses côtés.

Je ne remercie pas Laura puisqu'elle n'a pas changé (V... P...), pas plus que Hélène qui ne m'a jamais remboursé les 1328 cafés que je lui ai offerts lors des pauses. Je ne remercie pas Xavier, ce cuistre qui m'a volé la vedette à la télévision. Je ne remercie ni Gilou ni Gael, qui n'ont jamais été foutus de déterminer lequel de Brel ou de Brassens était le plus fort. Je ne remercie ni Arnaud ni Anne-Sophie ni Bernie, car ils se sont vraiment trop entraînés dans l'ascension du Signal de Botrange (Belgium). Et je ne remercie pas Martin, qui n'a jamais été capable de nous préparer un café correct au Sapey de bon matin. Et je remercierai peut-être JC quand il tiendra sur ses jambes. Ne pensez pas que je remercie davantage l'ensemble des thésards que j'ai du regarder machouiller les bons plats du RU chaque midi. Les non-thésards du RU, gros, planants, ou stagiaires ne sont pas davantage compris dans ces remerciements. Je ne parle pas non plus des discussions révolutionnaires du No Name.

Je ne remercie certainement pas le glacio-apiculteur Yves Arnaud, car son savoir absolu sur l'albédo (voir par exemple le DVD Collector : *De l'espace pour la terre*, supplément **Paris Match** N° 2958 du 26 janvier - 1 février 2006, ou *Operation sauvetage de glaciers*, **VSD** N°1547 du 18 au 24 avril 2007) et son appartenance à l'IRD me donnent toujours l'impression d'être tout petit. Je ne remercie pas davantage l'autre Jourdain parceque c'est le clown à cause duquel j'ai du changer de mail. En plus, il a jamais bien compris ce qu'était une girafe. Il a aussi un sérieux problème avec les chaussettes.

Je ne remercie pas Christian Vincent pour m'avoir fait découvrir à quel point la digestion m'était difficile à 4250 m d'altitude. De même, je ne remercie pas Delphine pour m'avoir si souvent détourné de mon travail à coup d'hélicoptère (ou de girafe). Je ne remercie pas plus le Gros Manu pour m'avoir exploité comme charpentier en milieu hostile.

Par ailleurs, je ne remercie pas tous les gens qui m'ont compromis dans une association dont le nom ridicule fut, est, et sera celui d'une salade. En particulier, je ne pardonnerai jamais à Louis d'avoir gagné au concours du rhum-le-moins-dégueulasse, au concours du contrôle technique, et d'avoir fait ex-aequo au concours de la soutenance avant de me battre sur les 36h. Je ne remercie pas Seb, car c'est un peu sa faute si j'ai maintenant besoin d'une grosse motocyclette pour vadrouiller dans l'urgonien. Quant aux Schmidts, je me poserai la question de les remercier quand ils assumeront leur nom. De plus, cette association n'a jamais reconnu l'Equipe 4 à sa juste valeur.

Afin de m'assurer que les absents ne se sentent pas remerciés par défaut, je tiens également à préciser que :

Je ne remercie pas ma famille, qui aurait quand même pu m'épargner les durs labeurs en m'imposant un avenir certain. En plus, ils sont responsables de l'odeur de maroilles qui flottait encore au 2nd étage 3 jours après ma soutenance.

Je ne remercie certainement pas Dadou, dont la présence en 1^{ere} année m'a souvent incité à revenir bien trop tôt dans l'après midi au chemin Villebois. En plus, elle aime un gars qui m'a volé le concept de la scie pliante de poche ultra-légère norvégienne.

Je ne remercie pas Stéphane pour m'avoir engraisé à grands coups de Boudoudou pendant une année complète. Je ne remercie pas plus Bobby et Céline, encore des chtis, pour s'être fait la malle à Nantes. Je ne remercie surtout pas ch'gros Elvis et ch'gros minteu d'Squatty, à cause de cette histoire où Rolland le Mexicain, la Petite Julie, et Pascal Wantieghem complotaient contre un électricien calaisien dans la frontière franco-autrichienne ; sans mon ami Grinsbruck et un facteur indien, cela aurait sans doute mal fini. Et encore, je ne parle pas du problème des carottes normandes ni des plantes du marché.

Table des matières

Introduction	1
1 Météorologie et Climatologie de l'Antarctique	7
1.1 Les composantes du système Antarctique	9
1.1.1 Le sol	9
1.1.2 L'atmosphère	11
1.1.3 L'océan et la glace de mer	16
1.2 Les outils d'analyse	21
1.2.1 Les observations in-situ	21
1.2.2 Les satellites	24
1.2.3 Les réanalyses	25
1.2.4 La modélisation : état de l'art et performances	26
1.3 Supplément sur l'activité cyclonique en Antarctique	33
1.3.1 Le spectre des cyclones	33
1.3.2 Les mésocyclones	34
1.3.3 Physique des mésocyclones	36
2 Le modèle couplé TANGO	41
2.1 Le modèle d'atmosphère MAR	43
2.1.1 Equations et paramétrisations	43
2.1.2 Discrétisation	44
2.1.3 Forçages et conditions initiales	44
2.2 Le modèle d'océan-glace de mer	45
2.2.1 Le modèle d'océan OPA-9.0	46
2.2.2 Le modèle de glace de mer LIM-2.0	48
2.3 Principe du couplage dans TANGO	50
2.3.1 Le coupleur OASIS-3	50

2.3.2	Principe de fonctionnement	50
2.4	TANGO-A	50
2.4.1	Déroulement des échanges	51
2.4.2	Les champs $M_i(t)$ fournis par MAR	52
2.4.3	Les champs $N_j(t)$ fournis par NEMO	54
2.5	TANGO-B	54
2.5.1	Introduction	54
2.5.2	Les champs $M_i(t)$ fournis par MAR	54
2.5.3	Les champs $N_i(t)$ fournis par NEMO	57
3	Tests préliminaires au couplage : Sensibilité de MAR (seul) à la paramétrisation de la rugosité orographique et à la fraction glace de mer	61
3.1	Théorie de la turbulence	63
3.1.1	Equations fondamentales de la turbulence	63
3.1.2	Rugosité et coefficients de transfert	63
3.1.3	Diffusivité turbulente et couche d'Ekman	65
3.2	La rugosité dans MAR	66
3.3	Tests de sensibilité à la rugosité orographique	66
3.3.1	Expériences réalisées	66
3.3.2	Existence de couloirs catabatiques	67
3.3.3	Comparaison avec les AWS	72
3.3.4	Influence de la rugosité orographique sur les cyclones	74
3.4	Sensibilité de MAR (seul) à la fraction de glace de mer	79
3.4.1	Expériences réalisées, cas étudié	79
3.4.2	Résultats	79
3.4.3	Discussion	80
4	Les simulations utilisées	83
4.1	Introduction	85
4.2	Période et domaine simulés	85
4.3	FO ₁ : NEMO forcé par des réanalyses	86
4.3.1	Forçages et conditions initiales	86
4.3.2	Evaluation de FO ₁	87
4.4	FA ₁ : MAR forcé par ERA-40	88
4.4.1	Forçages et conditions initiales	88
4.4.2	Evaluation de FA ₁	88
4.5	FA ₂ : MAR forcé par FO ₁	101
4.5.1	Forçages et conditions initiales	101
4.5.2	Analyse de FA ₂	101
4.6	FO ₂ : NEMO forcé par FA ₂	102
4.6.1	Forçages et conditions initiales	102
4.6.2	Analyse de FO ₂	102
4.7	CO _A et CO _B : Les simulations couplées	103
4.7.1	Etat initial	103
4.7.2	Conditions aux frontières	103
4.8	Synthèse	104

5	Evaluation de TANGO	107
5.1	Caractéristiques globales de CO_A et CO_B	109
5.1.1	Préambule	109
5.1.2	L'océan	109
5.1.3	La couverture de glace de mer	111
5.1.4	L'atmosphère	111
5.1.5	Synthèse	117
	Conclusion	121
	Annexes	125
A	Glossaire	126
B	NEMO forcé par MAR-FA ₁ (FO ₃)	127
B.I	Forçages et conditions initiales	127
B.II	Comparaison avec FO ₁	127
C	Passage de MAR à 20 km de résolution	134
C.I	Existence de couloirs catabatiques	134
C.II	Utilisation des AWS	134
C.III	Le couplage à 20km	134
D	Imbrication du couplage dans MAR	137
E	Imbrication du couplage dans NEMO	138
F	Paramètres utilisés dans les modèles	139
F.I	MAR - MARctr.dat	139
F.II	OPA - namelist	140
F.III	LIM - namelist_ice	146
F.IV	OASIS - namcouple	149

Introduction

Abstract

West Antarctica mass balance is dependent on the Ross Ice Shelf shape because of the ice sheet dynamics. Since West Antarctica mass balance play a role on the sea level rise, it is important to improve our knowledge regarding the Ross Ice Shelf mass balance. The latter is influenced by accumulation but also by heat exchange with ocean, the latter being also influenced by atmosphere and sea ice. To predict sea level in the future, a fully coupled climate model will be need, with ocean, sea-ice, ice shelf cavity, and atmosphere. This work is a first step toward this model. A new coupled model is developped, with atmosphere, sea ice and ocean. This new model, TANGO, is tested. First, the specific climate of Antarctica is described, then the methods of assessment are developped, and eventually a set of experiment is used to assess TANGO.

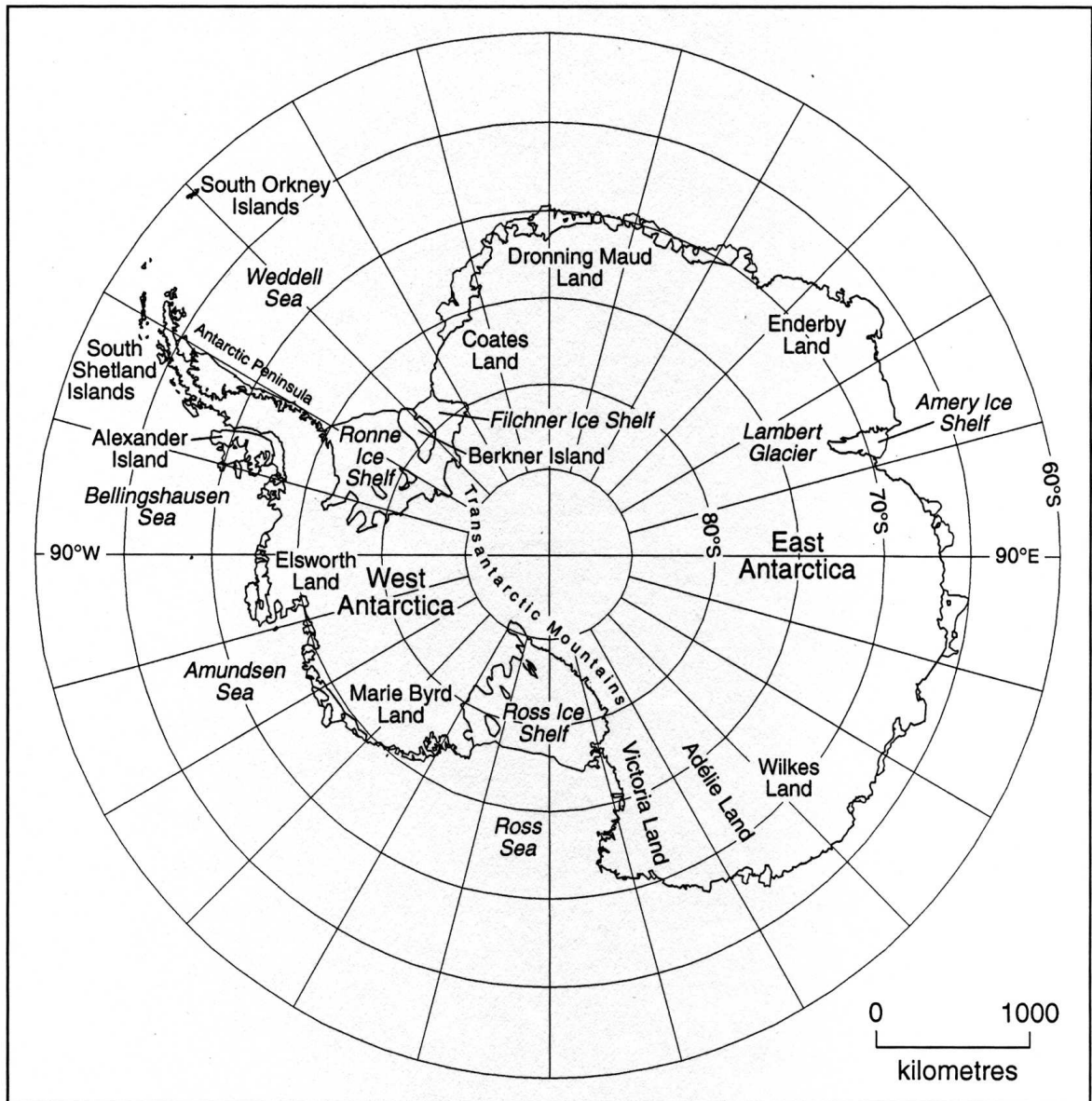


FIG. 1: (Cambridge University Press, 2003)

L'ensemble des termes climatiques et géographiques dont il est question dans cette introduction sont détaillés dans le chapitre suivant.

L'un des principaux problèmes posés par le réchauffement climatique est sans aucun doute la hausse du niveau des mers. Connaître son évolution apparaît comme un enjeu majeur pour les nombreuses populations habitant les régions côtières. Dans les différents scénarii d'émission de dioxyde de carbone, le GIEC (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat) prévoit une hausse moyenne d'environ 30 cm d'ici 2100 sur l'ensemble des océans (Meehl *et al.*, 2007). Cette hausse viendrait majoritairement de la dilatation de l'océan liée à une hausse de température (environ 20 cm). En exceptant les calottes polaires, la fonte des glaces continentales, elle, contribuerait à un peu moins de 10 cm de hausse en moyenne. Contribueraient ensuite les bilans de masse de la calotte groenlandaise et de la calotte antarctique. La première apporterait moins de 5 cm à l'océan en moyenne. Par contre, la calotte antarctique constituerait la seule contribution négative à la hausse du niveau des mers, avec environ -5 cm en moyenne. L'incertitude sur la contribution des calottes est élevée, et beaucoup d'efforts sont faits actuellement pour la diminuer. Dans la présente étude, nous limitons notre intérêt à l'Antarctique.

La calotte de l'Antarctique de l'Est serait amenée à croître sous l'effet d'une hausse de l'accumulation si l'augmentation de température globale ne dépasse pas 5°C (Alley *et al.*, 2005, Davis *et al.*, 2005). Par contre, la calotte de l'Antarctique de l'Ouest pourrait subir une importante perte de volume dans les décennies à venir (Oppenheimer, 1998, Thomas *et al.*, 2004). La partie Ouest est effectivement moins élevée que la partie Est, car située sur un socle en dessous du niveau de la mer. La calotte Ouest est d'ailleurs caractérisée par ses grandes terminaisons glaciaires flottant sur l'océan, les principales étant la Plate-forme de Ross (*Ross Ice Shelf*), et la Plate-forme de Filchner-Ronne (en Mer de Weddel). La grande taille de ces dernières est rendue possible par un effet d'arc-boutant sur la ligne côtière.

La moitié de la glace de l'Antarctique de l'Ouest qui est évacuée dans l'océan par la dynamique glaciaire passe par la Plate-forme de Ross. Cinq courants de glace principaux arrivent sur la plate-forme à une vitesse d'environ 0,5 km.an⁻¹ (Oppenheimer, 1998). Comme les plate-formes flottent, leur contribution directe au niveau des mers est nulle. Cependant, il est souvent avancé que l'effet d'arc-boutant associé aux plates-formes stabiliserait l'ensemble de la calotte ouest en exerçant sur elle une pression importante (Thomas *et al.*, 1979). Ainsi, une rupture de plate-forme pourrait avoir des conséquences importantes sur la dynamique propre de la calotte ouest, et donc sur la vitesse de l'évolution du niveau des mers.

Le cas du glacier de Pine Island Bay se jetant dans la Mer d'Amundsen (Antarctique de l'Ouest, 75°S, 101°W, voir Fig. 1) illustre cet effet. Ce glacier amène à l'océan 10% de la glace évacuée par l'Antarctique de l'Ouest. A partir d'altimétrie satellitaire, Shepherd *et al.* (2001) ont montré que le recul du front du glacier avait été suivi d'un amincissement important et rapide de l'ensemble du glacier (150 km de long) à la fin des années 90. Ils prouvent que l'origine ne peut pas se trouver dans l'accumulation, mais qu'elle réside dans une modification de la dynamique du glacier suite à la modification du front.

Avec les mêmes outils, Shepherd *et al.* (2003) ont également analysé la rupture de la partie nord de la Plate-forme de Larsen (Péninsule) en 1995. Cette fois, ils concluent à un amincissement de la Plate-forme provoqué par le réchauffement de l'océan. D'après eux, la rupture de la plate-forme tient donc surtout à une plus grande vulnérabilité aux crevasses lorsque celle-ci s'amincit, et non à un changement de dynamique glaciaire.

Ces deux exemples illustrent la complexité de la question de l'impact de la calotte antarctique sur le niveau des mers. D'autant plus qu'il faut résoudre en parallèle le problème de l'évolution du bilan de masse sur la calotte en surface. Modéliser ce dernier demeure une tâche complexe, surtout avec la neige soufflée par le vent (voir partie 1.2.4). En plus, l'humidité disponible pour les précipitations est dépendante de la couverture de glace de mer, notamment de la présence de polynies. Cette dernière est elle-même dépendante du forçage atmosphérique, c'est à dire de la friction du vent, des température et humidité de l'air, et de la neige. Fichfet et Morales Maqueda (1999) montrent ainsi qu'une augmentation des précipitations en Antarctique dans un scénario de changement climatique aurait tendance à augmenter le volume de la banquise. Ceci contrebalancerait éventuellement une partie de la perte de volume liée au réchauffement de l'océan.

La circulation océanique est également un point complexe et difficile à appréhender. D'abord, la température de l'océan joue un rôle direct dans la fonte des plate-formes de glace (cf exemple de la Plate-forme de Larsen). Mais les plate-formes, tout comme la glace de mer, influencent à leur tour la formation d'eau dense en Antarctique. Cela revêt une importance particulière quand on sait que l'eau dense formée en Antarctique alimente la moitié de la circulation thermohaline péri-Antarctique, et la grande majorité de celle de l'Océan Pacifique et de l'Océan Indien (Broecker, 1997). Et là encore, l'atmosphère a son importance. Par exemple, Jacobs *et al.* (2002) ont analysé des mesures des 40 dernières années en Mer de Ross. Ils constatent une diminution de la salinité au dessus du plateau continental de Ross, et ce pendant que l'atmosphère et les trois premières centaines de mètres de l'océan se réchauffent. Cet adoucissement de l'eau semble résulter d'une augmentation des précipitations, de la diminution de la production de glace de mer, et d'une augmentation de la fonte des glaces continentales en Antarctique de l'Ouest. Bien entendu, on peut supposer que cela a un impact sur la formation d'eau dense, et donc sur la circulation thermohaline.

L'ensemble des phénomènes qui viennent d'être mentionnés sont tous essentiels pour aborder la problématique du changement climatique. Cependant, il est difficile d'estimer leurs impacts sans un modèle prenant en compte chacun des facteurs climatiques.

Le travail qui est présenté dans ce tapuscrit est donc un premier pas vers une future tentative de réponse par la modélisation numérique. Il n'existe actuellement aucun modèle complet simulant à la fois l'océan, la banquise, l'atmosphère, et les plates-formes de glace. L'inclusion des cavités sous plate-forme dans les modèles d'océan pose en effet plusieurs problèmes nécessitant des modifications conséquentes des codes numériques (Beckmann et Goosse, 2003). Même sans parler des plates-formes de glace, il n'existe quasiment pas de modèles de climat régionaux couplés atmosphère - océan - glace de mer en Antarctique (voir partie 1.2.4) fonctionnant en Antarctique. D'ailleurs, dans le dernier rapport du GIEC, Randall *et al.* (2007) déplorent le manque d'études régionales du changement climatique en Antarctique. Nous avons donc choisi de commencer par développer un modèle couplé atmosphère - glace - océan régional capable de simuler les caractéristiques propres à l'Antarctique. C'est là l'objet du travail présenté ici.

Comme il en a été fait mention, la fonte de l'Antarctique de l'Ouest pourrait être liée à ce qui se passe au voisinage de la Plate-forme de Ross. D'autre part, la Mer de Ross semble être l'un des lieux majeurs de formation d'eau dense en Antarctique (Broecker *et al.*, 1998). Nous axons donc notre étude sur cette région. Des modèles d'atmosphère, d'océan, et de glace de mer sont couplés. Le modèle d'océan utilisé ne simule pas la circulation en dessous de la plate-forme. Néanmoins, il est nécessaire de procéder par étape, et de comprendre l'intérêt du couplage atmosphère - glace de mer - océan avant de complexifier les modèles. Ainsi, avant d'aller plus loin dans l'avenir, il sera nécessaire de répondre à plusieurs questions. D'abord, le

modèle régional couplé parvient-il à simuler les phénomènes essentiels tels que la formation d'eau dense, les polynies, ou l'activité cyclonique? Ensuite, est-il nécessaire de poursuivre avec des modèles aussi complexes? Ou autrement dit, qu'apporte un couplage régional en Antarctique? Enfin, quelles sont les précautions d'utilisation d'un tel modèle?

Nous commencerons par passer en revue les principaux processus intervenant dans le climat de l'Antarctique, ainsi que les moyens permettant de les analyser. Nous décrirons ensuite nos outils d'analyse, à savoir le modèle couplé atmosphère - océan - glace de mer et ses différentes composantes. Après avoir testé quelques paramètres de MAR, nous détaillerons ensuite la méthodologie utilisée pour analyser le couplage. Enfin, nous aborderons les questions qui viennent d'être posées.

CHAPITRE 1

Météorologie et Climatologie de l'Antarctique

1.1	Les composantes du système Antarctique	9
1.1.1	Le sol	9
1.1.2	L'atmosphère	11
1.1.3	L'océan et la glace de mer	16
1.2	Les outils d'analyse	21
1.2.1	Les observations in-situ	21
1.2.2	Les satellites	24
1.2.3	Les réanalyses	25
1.2.4	La modélisation : état de l'art et performances	26
1.3	Supplément sur l'activité cyclonique en Antarctique	33
1.3.1	Le spectre des cyclones	33
1.3.2	Les mésocyclones	34
1.3.3	Physique des mésocyclones	36

Résumé

De par sa très haute latitude, le continent Antarctique constitue une singularité du système climatique. La calotte de glace et le manque d'insolation hivernale permettent aux vents catabatiques de dominer la couche limite. Ces vents influencent le vortex polaire, et jouent un rôle dans le développement des cyclones en Antarctique. La glace de mer, qui entoure le continent durant une grande partie de l'année, subit également l'influence des écoulements catabatiques. La présence de polynies côtières est ainsi favorisée. Les échanges énergétiques y sont essentiels dans la mesure où la majeure partie de l'océan austral est isolée par la banquise. La formation d'eau dense peut y prendre place, et alimenter les eaux intermédiaires et profondes qui jouent un rôle planétaire. Pour étudier ce système climatique complexe, des modèles sont utilisés. Les modèles globaux simulent relativement grossièrement le système climatique antarctique, même si le comportement moyen est satisfaisant. Les modèles régionaux polaires, eux, sont en plein développement, surtout pour améliorer la représentation de la neige, des flux turbulents et radiatifs.

Abstract

Because of its high latitude, Antarctica is a singular part of climate system of its kind in the world. The presence of the Ice Sheet and the absence of insolation in winter allow the katabatic winds to dominate the boundary layer. These winds are partly responsible for the polar vortex and the development of antarctic cyclones. The sea ice, which surrounds the continent a large part of the year, is also influenced by katabatic flows. They therefore contribute to the development of coastal polynyas. There, the energy fluxes play an important role, since the ocean is mainly ice-covered and thus isolated. The dense water formation can therefore take place in polynya, and feed the worldwide bottom and intermediate waters. To analyse this complex climate system, models are used. The global models produce coarse simulations of antarctic climate, even if acceptable on the whole. Polar regional models are being developed. The aim is over all to better represent snow properties, and also turbulent and radiative fluxes.

1.1 Les composantes du système Antarctique

1.1.1 Le sol

Comme l'indique le titre, ce travail est tout à fait régional, et concerne uniquement l'Antarctique. Il s'agit de l'ensemble de la zone de latitude supérieure à 60°S , comprenant le continent couvert d'une calotte de glace. Parler d'« Est » ou d'« Ouest » en Antarctique est souvent déconcertant, et il est nécessaire de préciser l'orientation. Habituellement, le continent est présenté avec le méridien de Greenwich pointant vers le haut (voir par exemple la Fig. 1.1). La partie droite de la carte est appelée Antarctique de l'Est, alors que la partie gauche correspond à l'Antarctique de l'Ouest. Par contre, quand on prend une zone restreinte ne comprenant pas le Pôle Sud, l'orientation classique est souvent employée (le Nord vers le haut).

La topographie

Le continent présente 3 zones caractéristiques représentées sur la Fig. 1.1.

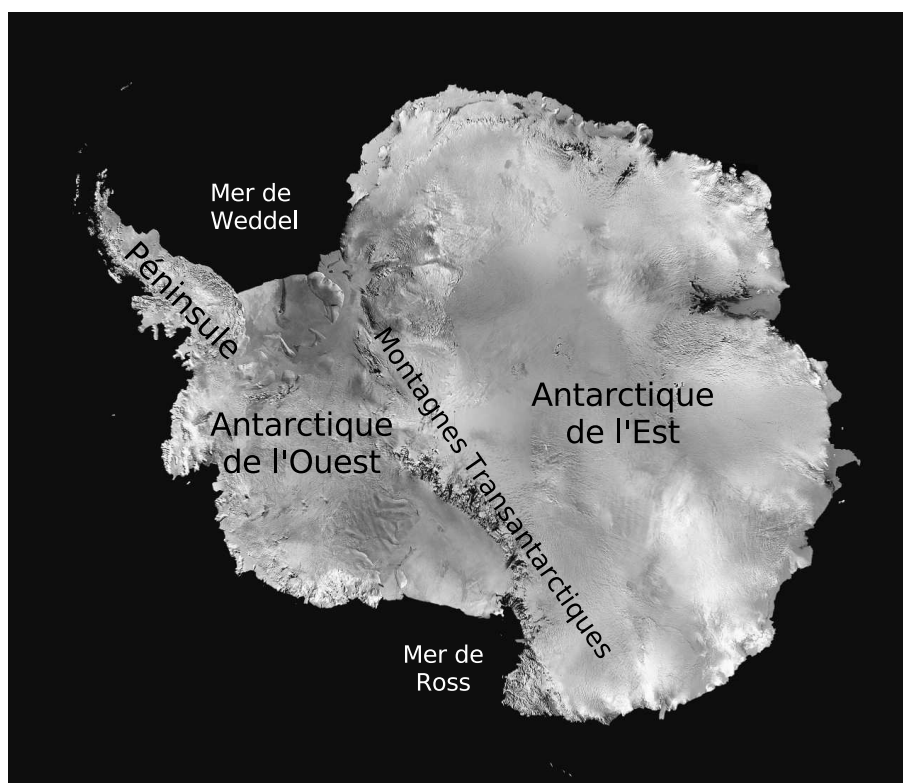


FIG. 1.1: Les principales zones de l'Antarctique (image NASA).

La première zone par sa superficie est l'Antarctique de l'Est, principalement constituée du Plateau Antarctique. Ce dernier présente une épaisseur de glace de 2 à 4 km d'épaisseur. Le Plateau est en fait constitué de dômes, mais les pentes sont tellement faibles qu'il apparaît comme un plateau. Notons malgré tout qu'à l'échelle du continent, ces faibles pentes jouent un rôle très important (voir la partie 1.1.2 sur l'atmosphère). La surface est couverte de sastrugis,

c'est à dire de séries de crêtes allongées de neige durcie et ressemblant à des vagues, caractéristiques des plaines polaires balayées par un vent soufflant dans une direction constante. C'est dans cette zone que l'analyse de carottes de glace a permis de reconstruire le climat des 740 000 dernières années (Epica Community Members, 2004).

La seconde zone est l'Antarctique de l'Ouest. Elle est séparée de la partie Est par la chaîne de montagnes Transantarctique qui culmine à 4528 m (Mont Kirkpatrick), et constitue une grande barrière seulement entrecoupée de quelques grandes vallées glaciaires. Cette zone n'est pas très élevée, et l'altitude moyenne de sa surface n'est que de 800 m.

Enfin, la Péninsule Antarctique s'étend de 63°S jusqu'à l'Antarctique de l'Ouest, dans le prolongement de la cordillère des Andes. Cette bande étroite d'une élévation moyenne de 1500 m est la seule partie du continent allant au delà du cercle polaire, et elle constitue une barrière significative pour la circulation atmosphérique et océanique.

La calotte de glace

Il est important de bien distinguer les différents types de glaces présentes en Antarctique. Sur le continent, la neige se métamorphose au fur et à mesure des années. D'abord, principalement sous l'effet de la convection liée au gradient thermique dans le manteau neigeux, les cristaux vont se transformer en grains de glace. On parle alors de névé. Puis, sous l'effet du poids des couches plus récentes, le névé se densifie et se transforme petit à petit en glace compacte. Vers une centaine de mètres de profondeur, la neige est entièrement transformée en glace. Ainsi, le continent est recouvert d'une **calotte de glace** de quelques kilomètres d'épaisseur.

Comme la glace est constituée de grains mono-cristallins grands par rapport à l'échelle atomique, et petits par rapport à l'échelle des glaciers, elle a des propriétés de fluide (Guyon et Hulin-Jung, 2001). L'écoulement de la calotte est assez inhomogène, et dépend fortement de la température, de l'accumulation, des poussières, des flux géothermiques, de la nature du socle rocheux, et de la topographie (voir par exemple Durand 2004). Comme notre étude climatique concerne les courtes durées (quelques années au plus), la forme de la calotte pourra être considérée constante sans commettre d'imprécisions notables.

A certains endroits, la calotte déborde sur l'océan, et forme des grandes surfaces planes de glace, de quelques centaines de mètres d'épaisseur. Ces langues de glace flottantes sont très souvent appelées *ice shelves*, ou **plates-formes de glace**, conformément à une traduction de Lliboutry (1965). Elles interagissent avec l'océan et l'atmosphère, et leur vitesse d'écoulement élevée les conduit à avoir des temps de réponse aux variations climatiques beaucoup plus courts que ceux de la calotte posée. En ce qui nous concerne, les temps d'étude seront encore suffisamment courts pour considérer que les plates-formes ont une forme constante (à l'exception des ruptures exceptionnelles de gros morceaux¹). Par contre, pour des études climatiques plus longues, elles présentent un intérêt considérable car elles pourraient avoir un effet sur la stabilité de l'ensemble de la calotte. Notons également qu'il y a du gel d'eau de mer à la base des plates-formes ; cette glace est appelée **glace d'accrétion**.

Enfin, le continent est fréquemment entouré de **glace de mer**, ou **banquise**. Contrairement à la glace de la calotte et des plates-formes de glace, celle-là provient de la solidification de l'eau de mer, vers -1,8°C. Elle est décrite plus en détail dans la partie concernant l'océan.

¹Par exemple, un iceberg de 300x40 km s'est détaché de la Plate-forme de Ross en quelques semaines à l'automne 2001.

La forme de la banquise évolue très rapidement (quelques jours), et ceci devra être pris en compte pour nos analyses.

1.1.2 L’atmosphère

Structure verticale

Pendant les mois de faible insolation, le sol reçoit très peu d’énergie solaire, et son bilan radiatif net en surface est négatif sur presque tout le continent. On parle alors de « refroidissement radiatif ». En surface, les flux de chaleur turbulents ainsi que le flux infra-rouge descendant compensent approximativement cette perte d’énergie. L’air de la couche limite, lui, perd donc de l’énergie au profit du sol, et se refroidit. En plus de ceci, la couche limite perd également de l’énergie par rayonnement, ce qui amplifie le refroidissement (King et Turner, 1997). Au final, on observe une inversion du profil de température dans la couche de surface, avec un maximum de température se situant souvent à une centaine de mètres de la surface. La conséquence est une très grande stabilité de la couche limite la majeure partie de l’année.

Concernant les couches supérieures, les profils de température en Antarctique sont souvent caractérisés par $d\theta/dz > 0$ sur l’ensemble de la troposphère (avec θ la température potentielle). Ceci signifie que la troposphère a une stratification stable pendant toutes les saisons (Triplet et Roche, 1977). Par conséquent, l’hypothèse de l’atmosphère hydrostatique est une approximation raisonnable en Antarctique.

Les vents de surface

La topographie et la structure de la couche limite précédemment décrits jouent un rôle majeur dans la circulation des basses couches. Des régimes de vents très spécifiques sont ainsi observés en Antarctique. A ceux-ci, il faut ajouter l’activité cyclonique qui est décrite dans la partie 1.3 et qui interagit avec ces régimes.

Les vents catabatiques :

Le refroidissement de la couche atmosphérique de surface entraîne sa densification. Si elle se trouve sur une pente, la couche au contact de la surface subit donc une force de flottabilité vers le bas de la pente. Cette couche subit également la friction liée à la rugosité de la surface, ainsi que la force de Coriolis, mais l’inversion en Antarctique est telle que le phénomène catabatique explique à lui seul le régime de vents de surface de l’ensemble du continent. Ces vents, dits **catabatiques**, sont d’autant plus forts que l’inversion est forte, c’est-à-dire en hiver. Finalement, la composante synoptique dans la couche limite est à peine perceptible devant la composante catabatique.

Notons également que la neige soufflée par les vents catabatiques amplifie leur force grâce à son poids, et par un refroidissement dû à la sublimation de la neige (Parish, 1988). Cet effet semble toutefois contrebalancé par une augmentation de la rugosité du sol liée à l’action du vent sur la surface (formation de sastrugis).

A quelques kilomètres des côtes, les pentes sont assez fortes, puisqu’elles sont comprises entre 10^{-1} et 10^{-2} . Ceci donne lieu à des vents catabatiques intenses dont la direction est proche de la ligne de plus grande pente. Les observations côtières montrent que les écoulements catabatiques n’y sont pas toujours stationnaires, avec des événements soudains et brusques suivis de périodes très calmes (Parish, 1988).

Au delà de quelques centaines de kilomètres de la côte, les pentes sont beaucoup plus faibles (environ 10^{-3}), et le régime des vents est assez calme. Les vents peuvent persister très longtemps, et transportent peu de matière le long des pentes (Parish, 1988). Cette constance des vents est marquée dans la couche limite, et décroît vers l'inversion, ce qui est contraire à ce qui se passe dans la majeure partie du monde où les vents sont plus forts en altitude (Schwerdtfeger, 1984). Certains auteurs appellent ce type de vents **vents d'inversion** et réservent le terme catabatique pour les vents catabatiques plus intenses. Sur la Fig. 1.2, on voit à quel point le régime des vents de surface est lié à la topographie.

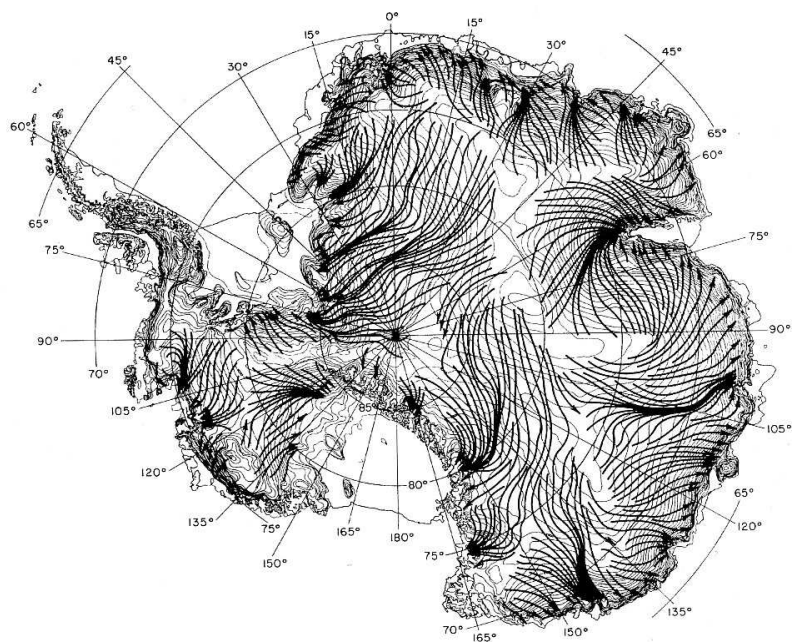


FIG. 1.2: Lignes de courant des vents de surface en Antarctique moyennés en hiver (Parish et Bromwich, 1987).

Lorsque les vents catabatiques arrivent dans les Montagnes Transantarctiques, leur énergie cinétique est transformée en énergie cinétique turbulente, et ils ne subsistent qu'à travers quelques larges vallées glaciaires (voir partie 3.1 sur la turbulence). Par ailleurs, la rencontre des vents catabatiques avec les premières protubérances du relief peut créer des zones de glace bleue, où localement, l'ablation est supérieure à l'accumulation (Bintanja, 1999).

Autres vents de surface :

A certains endroits, les écoulements catabatiques arrivent face à une barrière naturelle. C'est par exemple le cas lorsque les écoulements catabatiques traversent la plate-forme de Ross et se retrouvent face aux montagnes Transantarctiques. Dans ce cas, les vents s'orientent parallèlement au relief, et on parle de **vents de barrière**.

Enfin, on observe également les phénomènes plus habituels de **brise** le long des côtes, ou de brise de glace dans les polynies (Gallée, 1997). Le **foehn** peut également être observé dans les montagnes.

Le vortex polaire et la pression circumpolaire

Les vents catabatiques représentés sur la Fig. 1.2 ont pour effet de drainer l'ensemble du continent. Ceci doit être compensé par une convergence et une subsidence plus haut dans la troposphère (voir Fig. 1.3). Les vents de surface sont globalement anticycloniques, et influencent la circulation jusqu'au moins 850hPa. Au delà de 500hPa, on trouve une circulation cyclonique liée au vortex polaire; c'est vers cette altitude que se trouve le retour des masses d'air vers le sud. Via la force du gradient de pression, le vortex retient le drainage catabatique, ce qui va dans le sens d'une diminution de l'intensité du vortex. Pour expliquer la persistance observée du vortex polaire, James (1989) propose plusieurs mécanismes liés à la dissymétrie du continent; les cyclones des moyennes latitudes viendraient « pomper » la vortécité du vortex, ce qui permettrait au drainage de se maintenir. Bromwich et Parish (2004), schématisent la circulation atmosphérique en Mer de Ross sur la Fig. 1.4.

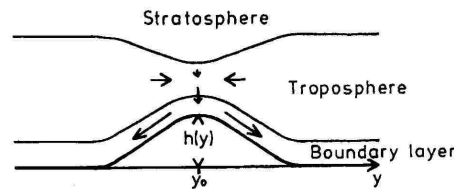


FIG. 1.3: Schéma du drainage à l'origine du vortex polaire (James, 1989).

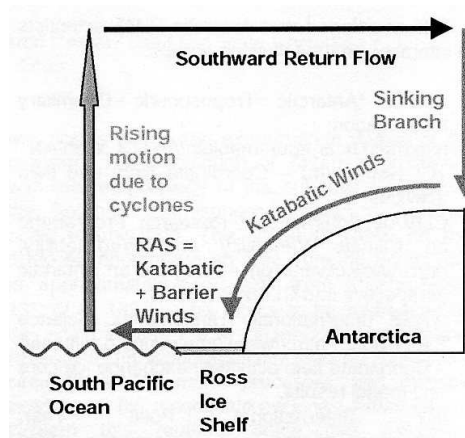


FIG. 1.4: Schéma de la circulation directe dans le secteur de la Mer de Ross (Bromwich et Parish, 2004). RAS signifie Ross Ice Shelf Airstream.

Les mesures de pression au niveau de la mer autour de l'Antarctique montrent une ceinture de basse pression s'étendant tout autour du continent, à une latitude moyenne de 66°S. Cela n'a pas grand chose à voir avec le vortex puisque cette ceinture est liée à l'activité cyclonique intense dans les régions côtières, qui est permise par l'absence de barrière pour la circulation zonale. La symétrie zonale est brisée plus au Sud, et les moyennes saisonnières font ressortir trois centres de basse pression. Celui qui concerne le plus directement notre étude est situé en Mer d'Amundsen, vers 150°W. Ce système de pression antarctique subit une oscillation semi-annuelle, avec des maxima de pression aux solstices d'été et d'hiver, et des minima aux équinoxes (King et Turner, 1997).

Variabilités climatiques de l'atmosphère

Les résultats obtenus grâce aux forages profonds de la calotte Antarctique ont révélé une très forte variabilité de la température troposphérique lors des derniers 700 000 ans (Epica Community Members, 2004), avec des écarts de 10K entre périodes glaciaires et périodes chaudes. D'autre part, Delmonte *et al.* (2004), en analysant les poussières dans les forages, ont émis l'hypothèse d'une modification importante de la circulation atmosphérique au cours de la dernière transition climatique, il y a environ 15 000 ans. Ils associent ce changement à un changement de l'excentricité du vortex polaire. Enfin, ils suggèrent des variations moins importantes à l'échelle du millénaire, voire du siècle. Il est important de garder ceci en tête, mais les simulations effectuées dans la suite de ce rapport s'intéressent uniquement à des échelles de temps de quelques années.

A cette échelle de temps, deux oscillations de la circulation troposphérique apparaissent dans les réanalyses NCEP-NCAR (Gentson *et al.*, 2003). La première est le **HLM** (High Latitude Mode), aussi appelé **AAO** (Antarctique Oscillation) ou **SAM** (Southern Annular Mode), et la seconde est **ENSO** (El Niño Southern Oscillation). Le HLM est le mode dominant. Il est caractérisé par une anomalie de pression zonale aux moyennes latitudes, associée à une anomalie de pression zonale aux hautes latitudes (au dessus de l'Antarctique) de signe opposé. Ces anomalies correspondent à des transferts de masse alternatifs entre hautes et moyennes latitudes. Cette oscillation est décrite par l'indice AAOI représenté sur la Fig. 1.5 (Gong et Wang, 1999).

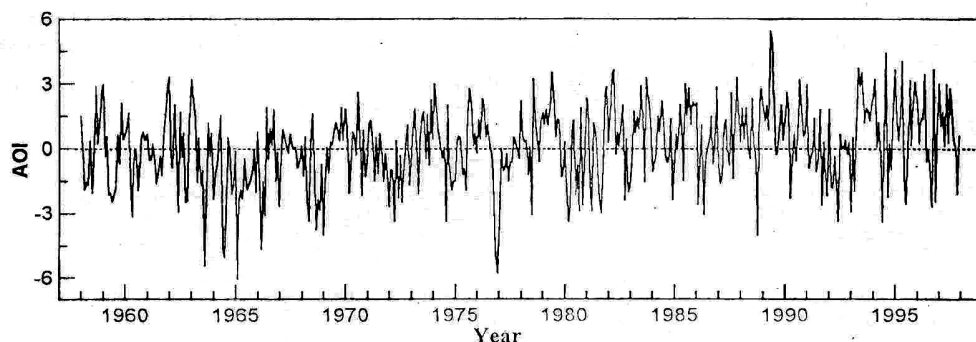


FIG. 1.5: Antarctic Oscillation Index (Gong et Wang, 1999).

ENSO apparaît également comme un signal clair dans la variabilité de la circulation troposphérique antarctique, mais il y contribue moins que le HLM pour l'ensemble du continent. Par contre, sa contribution peut être forte localement, comme dans le secteur de la Mer d'Amundsen. Ces deux modes de variabilité de la circulation troposphérique font le lien entre le climat Antarctique et le climat global. Bromwich *et al.* (2000) ainsi que Gentson *et al.* (2003) ont analysé les modes de précipitation en Antarctique. Il semble que les précipitations soient quelque peu sensibles aux deux oscillations de la circulation troposphérique, mais le signal n'est pas très clair. Bromwich *et al.* (2000) trouvent par exemple une corrélation entre ENSO et l'humidité en Antarctique de l'Ouest. Carleton (2003) et Turner (2004) identifient malgré tout un signal clair dans le secteur Pacifique de l'Antarctique, notamment dans le Sud-Est du Pacifique. Comme pour le HLM, les oscillations El Niño sont décrites par un indice, le SOI, tracé sur la Fig. 1.6.

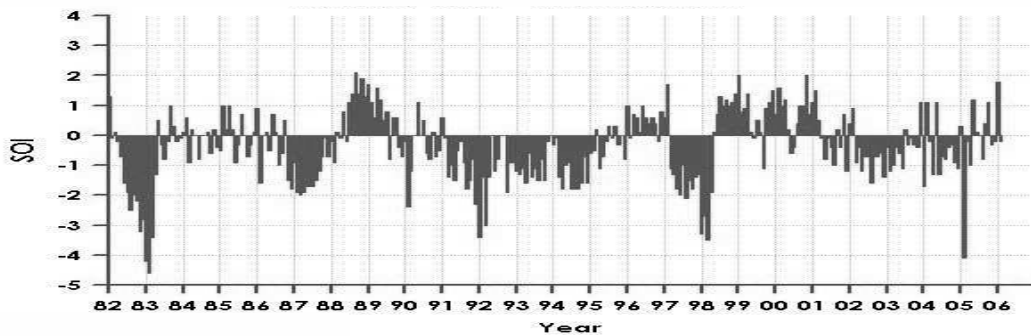


FIG. 1.6: Southern Oscillation Index (NASA/GSFC). L'indice est négatif pour El Niño, et positif pour La Niña.

Bertler *et al.* (2006) ont analysé plus précisément les impacts opposés de ENSO pour l'atmosphère et pour l'océan sur le secteur de la Mer de Ross. Il y a d'abord l'effet direct de l'océan, qui augmente la SST pendant El Niño, et la diminue pendant la Niña. D'autre part, la dépression de la Mer d'Admunsen se déplace pendant El Niño, intensifiant ainsi les écoulements catabatiques. En conséquence, l'ouest du secteur est refroidi pendant El Niño, et réchauffé pendant La Niña. Cet effet indirect entraîne une anti-corrélation ENSO-température de surface dans la partie Ouest, alors que l'effet direct entraîne une anti-corrélation dans la partie Est. L'effet indirect semble plus intense que l'effet direct.

Carleton (2003), dans sa revue, mentionne des téléconnexions entre AAO et ENSO ; elles apparaissent sous forme de modification de l'arrangement hautes latitudes - moyennes latitudes du système de pression et de vents. Il décrit également d'autres oscillations secondaires, et note une influence de El Niño sur l'activité cyclonique.

Pour finir, il est intéressant d'avoir en tête ce que prévoient les modèles dans le cadre du réchauffement climatique actuel. Le GIEC indique que la moyenne des sorties de l'ensemble des modèles prévoient une hausse de température atmosphérique comprise entre 1,8°C et 3,1°C selon les scénarios (Christensen *et al.*, 2007). Cette hausse se répartirait de façon uniforme sur tout le continent, y compris la Péninsule, et sans changement d'amplitude saisonnière. La grande majorité des modèles prévoient également une hausse des précipitations en Antarctique, mais les écarts entre les modèles sont importants. Cette augmentation serait également uniforme, mais plus marquée en hiver austral. L'activité cyclonique en Mers de Ross et Bellingshausen verrait sa fréquence croître, favorisant cette hausse des précipitations. Les modèles prévoient une diminution de l'extension de glace de mer estivale, mais moins qu'en Arctique. En Mer de Ross, cette diminution serait minimale au 21^e siècle, car l'océan fournirait moins de chaleur à l'atmosphère (Gregory, 2000, Meehl *et al.*, 2007). En effet, la convection océanique liée à la salinité de surface serait réduite par une augmentation des précipitations, et dans une moindre mesure par la diminution de la formation de glace de mer ; ainsi, l'océan de surface serait plus froid, et fournirait moins de chaleur à l'atmosphère, alors que ses couches profondes se réchaufferaient. Evidemment, cet état n'est pas stable à long terme, et ce résultat concerne uniquement l'état transitoire du 21^e siècle. Enfin, le GIEC déplore le manque d'études régionales du changement climatique en Antarctique.

1.1.3 L'océan et la glace de mer

La banquise

La principale caractéristique de l'océan antarctique est sa glace de mer. A la fin de l'hiver austral, la banquise atteint jusqu'à 55°S à certaines longitudes, et couvre une plus grande superficie que celle du continent lui-même (King et Turner, 1997). En Antarctique, la glace de mer est relativement fine (de l'ordre du mètre), et fond en grande partie en été. La principale exception est l'ouest de la mer de Weddel, où l'on trouve de la glace de mer constituée de plusieurs couches annuelles. En réponse aux vents et aux courants océaniques, la glace de mer est advectée, globalement vers le large.

La glace de mer joue un rôle majeur dans le système climatique. Premièrement, l'albédo peut passer d'environ 10% à 90% selon que l'océan est libre ou couvert de glace fraîchement enneigée. La glace de mer joue donc un rôle crucial dans le bilan radiatif de l'Antarctique. D'autre part, elle isole l'atmosphère de l'océan, limitant ainsi les échanges de chaleur et d'humidité entre les 2 parties. La banquise joue donc un rôle important dans la formation de nuages et de précipitations sur la côte. Les interactions de la glace de mer avec l'océan et l'atmosphère sont détaillées plus loin dans cette partie.

Notons également que la glace de mer a une structure et une dynamique assez complexes. Cela tient en partie aux fracturations, qui contrôlent la proportion d'eau libre et l'épaisseur de la glace. En bonne approximation, la glace de mer se comporte comme un matériau élasto-fragile. Ce comportement est grosso-modo celui d'un réseau de ressorts cassables : soumis à un bruit blanc, des ressorts se cassent, entraînant ainsi une nouvelle répartition des contraintes sur les autres ressorts. Bien sûr, avec la banquise, une « cicatrisation » due à la reformation de glace doit être prise en compte (Weiss et Marsan, 2004).

La fracturation de la glace a des propriétés multifractales, qui correspondent à des hétérogénéités et des intermittences pour des échelles spatiales allant de l'épaisseur de glace (1m) à la taille de la banquise ($10^6 m$), et des échelles temporelles allant de l'heure à l'année. Ces lois d'échelles doivent permettre de déduire ce qui se passe à une échelle spatio-temporelle (L, T) à partir des connaissances d'une autre échelle (L', T') . Aussi, une zone couverte de glace de mer présente souvent des ouvertures de diverses tailles, évoluant de façon intermittente, dont certaines peuvent affecter ou être affectées par l'atmosphère ou l'océan. On observe également la formation de crêtes ou de zones submergées selon les contraintes locales (Weiss et Marsan, 2004).

En Mer de Ross, la structure de la banquise diffère de celle du reste du pourtour antarctique : la glace la plus épaisse est située entre 200 et 600 km de la côte. La faible épaisseur de glace au delà de 600 km des côtes est principalement due à un apport de chaleur du courant circumpolaire au niveau du talus continental (voir la sous-partie suivante). La faible épaisseur de glace très près des côtes s'explique surtout par l'intensité des vents d'origine catabatique dans ce secteur (Jeffries et Adolphs, 1997). La banquise située à moins de 800 km des côtes environ est principalement formée par la solidification de l'eau de mer, alors que la formation de la glace du large vient en plus grande partie de neige métamorphisée.

Les courants circumpolaires

La forme très particulière du continent fait de l'Antarctique un endroit unique pour la circulation océanique. Effectivement, l'action combinée des vents et de la force de Coriolis vont donner lieu à des courants circulant autour du continent.

Le principal courant à l'échelle du continent est l'**ACC**, pour **Antarctic Circumpolar Current**, qui circule autour du continent d'Ouest en Est, entre 40 et 65°S. Ce courant est principalement entraîné par les vents d'Ouest qui dominent dans cette région. L'ACC s'étend jusqu'au fond, et le transport associé est estimé à environ 130 Sv ² (Tomczak et Godfrey 1994, ch.6). L'ACC est ainsi le principal vecteur d'échange entre les différents bassins océaniques planétaires, ce qui lui confère un rôle climatique important. Au delà de 65°S, la circulation à l'échelle du continent est dominée par un **contre-courant côtier** circulant cette fois vers l'Ouest. Celui-ci est principalement entraîné par les vents d'Est qui dominent à ces latitudes. Le contre-courant est beaucoup moins large que l'ACC, et le transport associé est moins important puisqu'il avoisine les 10 Sv (King et Turner, 1997).

En Mer de Ross, le contre-courant rencontre la côte adjacente à Victoria Land, et il est divisé en deux branches. L'une est déviée vers le Nord et continue vers la Terre Adélie. L'autre est déviée vers le Sud et se dirige vers la plate-forme glaciaire de Ross avec laquelle il interagit. Le tout contribue à ce que l'on appelle la **MCDW (Modified Circumpolar Deep Water)**.

Du point de vue de la bathymétrie, le plateau continental, s'étend jusqu'à quelques centaines de kilomètres des côtes. Le talus continental, très abrupt, plonge ensuite rapidement vers la plaine abyssale du bassin Pacifique située vers 4000-5000 m. En Mer de Ross, le plateau continental est situé entre 500 et 700 m de profondeur, et la brisure de pente correspond à peu près à l'isobathe 700 m. Dans ce secteur, l'ACC s'écoule dans le Sud-Ouest du Bassin Pacifique, confiné entre le plateau de la Mer de Ross et le plateau de Campbell, au sud de la Nouvelle Zelande. La bathymétrie du bassin antarctique est représenté sur la Fig. 1.7.

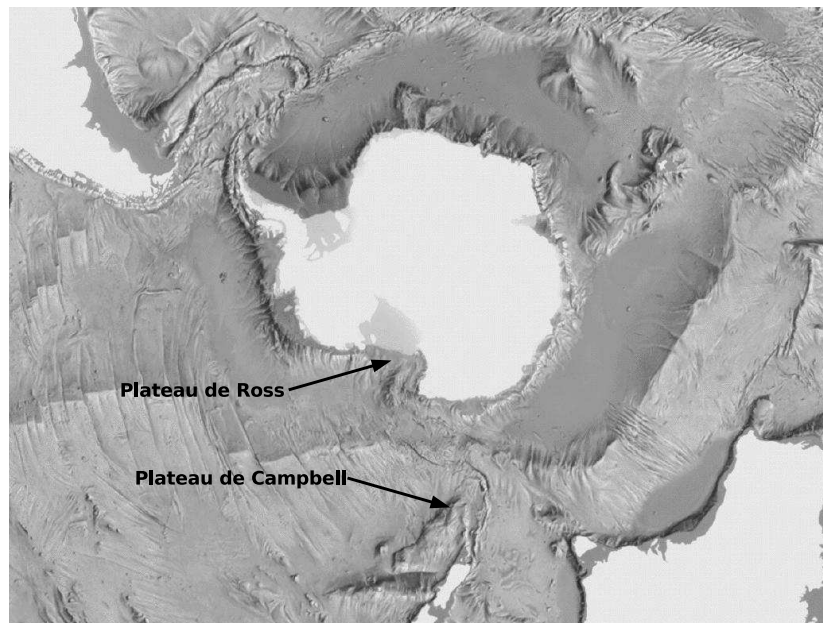


FIG. 1.7: Bathymétrie du bassin antarctique (*NGS cartographic division 1996*).

Les principaux courants sont associés à des fronts de température océanique. Budillon et Rintoul (2003) se sont appuyés sur des sections obtenues entre 1994 et 2001 vers 175° E pour définir les fronts et leur position. Le premier est le **sub-Antarctic front (SAF)**, situé entre 53

²1 Sv (Sverdrup) vaut $10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$

et 58°S ; il est associé à un gradient méridional de température important³, dans une région où les tourbillons sont nombreux (probablement dus à l'interaction avec le Plateau de Campbell). Vers 61.5°S en moyenne, se situe le **front polaire (PF)** ; il correspond à un maximum local du gradient de température à quelques centaines de mètres de profondeur ; au Sud du PF, la température de la couche de mélange de surface est généralement inférieure à 2°C. Enfin, vers 63.5°S, un autre maximum local du gradient méridional de température correspond au front Sud de l'ACC, le **SACCF (South ACC Front)** ; plus au Sud, la température de la couche de mélange de surface est généralement négative. Le SAF a une structure plus complexe que les autres, sinueux, et souvent composé de deux branches. L'ensemble de ces fronts est contraint par la bathymétrie, surtout là où les pentes sont fortes. Ce n'est toutefois pas le cas de la branche Sud du SAF, ce qui rend ce dernier beaucoup plus variable que les autres fronts (Budillon et Rintoul, 2003).

Surface de l'océan

Autour de l'Antarctique, la stratification de l'océan est très faible, et la surface de l'océan perd beaucoup d'énergie au profit de l'atmosphère (Marshall et Schott, 1999). L'eau de surface devient alors plus dense, et peut « plonger » vers le fond. Le principal lieu de convection profonde est situé en Mer de Weddel, et alimente la circulation thermohaline. Mais il existe également d'autres lieux secondaires tout autour du continent, comme en Mer de Ross, où une convection relativement importante prend place et donne lieu à des plongées d'eau à différentes profondeurs. Les différents mécanismes mis en jeu sont détaillés un peu plus loin. Pour cette raison, il est indispensable de considérer l'ensemble de l'océan si l'on veut étudier le couplage entre l'océan et l'atmosphère, à moins d'étudier des périodes ne dépassant pas quelques jours.

Tout ceci est à mettre en rapport avec les importants flux d'énergie échangés entre l'atmosphère et l'océan via les transferts thermiques directs (flux de chaleur sensible) ou via les changements de phase de l'eau (flux de chaleur latente). Comme mentionné précédemment, la banquise a toutes les caractéristiques d'un bon vase Dewaere. Mais si l'on y regarde de plus près, la glace de mer ne peut pas se caractériser de façon binaire : présente ou absente. De par sa nature élasto-fragile, elle est d'abord fracturée un peu partout à différentes échelles spatiales. D'autre part, de grandes ouvertures de plusieurs km^2 sont observées au sein de la glace, souvent aux mêmes positions chaque année. Les premiers sont appelés **leads** ou **chenaux**, et les seconds **polynies**. Ces ouvertures ont un rôle climatique très important car elles permettent le réchauffement de l'atmosphère et le refroidissement de l'océan en hiver. De plus, elle peuvent permettre d'amorcer la fonte estivale en laissant pénétrer les radiations solaires dans la couche de surface océanique, qui à son tour fera fondre la glace (Morales Maqueda *et al.*, 2004).

Dynamique des polynies

Deux mécanismes principaux forment et maintiennent les polynies. Premièrement, une polynie peut être liée à une quantité de chaleur sensible apportée par l'océan dans une zone précise. Dans ce cas, sa taille dépend de la quantité de chaleur apportée. Les zones où l'on trouve un tel apport sont les régions d'upwelling ou de convection (baies, détroits), et les régions où les courants interagissent avec le relief sous-marin. Deuxièmement, une polynie

³Budillon et Rintoul (2003) mentionnent des températures à 400 m valant 3°C au Sud du front, et 7°C au Nord du front.

peut être liée à une divergence de la glace, que ce soit à cause des vents ou à cause des courants. Dans ce cas, la glace de mer est continuellement formée et exportée ; le mélange résultant du dégagement de sel aide à maintenir la polynie. Ces dernières tendent à se former près des côtes, où les vents vers le large sont importants. La plupart des polynies combinent ces deux origines, mais l'une d'elles domine souvent. Pour les polynies côtières, beaucoup d'auteurs ont constaté que l'énergie cédée à l'atmosphère via flux turbulents domine l'énergie perdue par rayonnement (tout ceci a été passé en revue par Morales Maqueda *et al.* 2004).

Intéressons nous plus spécifiquement aux polynies du secteur de la Mer de Ross. La première par la taille est la polynie de Ross, qui fait en moyenne 27000km^2 , et est située le long du front de la plate-forme de Ross. Sa taille est corrélée aux intensifications du vent de barrière local, d'origine catabatique (voir partie 1.1.2), fortement contrôlé par la circulation synoptique à cet endroit. L'upwelling chaud du courant circumpolaire profond le long du talus continental semble également influencer la polynie. Beaucoup plus petite, avec 1000km^2 en moyenne, la polynie de Terra Nova Bay (TNB) est située entre la côte et Drygalski Ice Tongue, dans la Baie de Terra Nova. Celle-ci est contrôlée par les vents catabatiques passant le relief Transantarctique.

Dans chacun des cas, le vent permet la divergence de la glace. Afin que la zone reste libre de glace, la présence d'un obstacle est nécessaire pour empêcher de la glace de mer d'arriver de l'autre côté. Dans le cas de Ross, c'est le front de la plate-forme qui joue ce rôle, et dans le cas de TNB, c'est surtout la langue de glace de Drygalski qui permet cela. Si l'air est suffisamment froid, la surface d'océan libérée de la glace va à nouveau regeler, et du **frasil** (cristaux de glace en suspension dans l'eau) va se former, et être exporté à nouveau. Ces polynies constituent donc d'importants points de production de glace de mer.

Jacobs et Comiso (1989) mentionnent également deux polynies éloignées des côtes. La polynie de Pennel située vers ($175^\circ\text{W}, 72^\circ\text{S}$) et le Passage de Ross situé vers ($175^\circ\text{E}, 72^\circ\text{S}$) sont liés à une divergence du relief sous-marin et à une remontée d'eau relativement chaude le long du talus continental.

Formation des masses d'eau dense

Dans les polynies et dans les chenaux, Morales Maqueda *et al.* (2004) mentionnent 3 processus de densification de l'eau de surface : 1- elle est refroidie via les pertes de chaleur sensible et latente, 2- la glace de mer ne pouvant contenir trop de sel, sa formation engendre une augmentation de la salinité de l'eau environnante, 3- en été, l'eau de fonte douce mais très froide vient alimenter la surface de l'océan. Cette eau de surface dense acquiert donc une flottabilité négative, et devient instable. Bien que les mesures soient peu nombreuses, il semble que le processus de plongée de cette eau soit intermittent. Dans un premier temps, sur toute la zone refroidie, des panaches de 1 km de diamètre environ plongent (Marshall et Schott, 1999), comme pour l'instabilité gravitationnelle de Rayleigh-Taylor (Guyon et Hulin-Jung, 2001). Puis un mélange latéral a lieu, et une convection homogène a lieu sur une zone pouvant aller jusqu'à 100 km de large.

Cette masse d'eau plongeante est appelée **HSSW**, pour **High salinity Shelf Water**, et s'écoule vers le fond, et en se mélangeant partiellement avec les eaux moins denses, jusqu'à atteindre un niveau de flottabilité nulle. Si cela arrive au milieu du talus continental, cette eau quitte la pente, et se mélange à l'Eau Antarctique Intermédiaire (**AAIW**, pour **AntArctic Intermediate Water**), qui est une masse d'eau peu salée résultant principalement de la fonte de la banquise. Si la HSSW atteint le fond de l'océan, elle devient l'Eau Antarctique de Fond

(AABW, pour **AntArctic Bottom Water**).

En Mer de Ross, une partie de l'HSSW se dirige vers le sud avant d'avoir atteint le talus continental, et se dirige sous la plate-forme glaciaire de Ross. Ces eaux circulent ainsi entre la plate-forme flottante et le socle rocheux du fond. Elles sont modifiées par les échanges de chaleur avec la glace, et par la formation de glace d'accrétion, formant ainsi la **DISW (Deep Ice Shelf Water)**, qui à son tour peut alimenter l'AABW ou se mélanger à l'AAIW. Notons enfin qu'il existe une masse d'eau de faible salinité : la **LSSW, pour Low Salinity Shelf Water**. On la trouve à des profondeurs intermédiaires, et elle résulte d'interactions entre les eaux de surface et les eaux sous-jacentes plus froides (Budillon *et al.*, 2003, Rubino *et al.*, 2003). La Fig. 1.8 montre les parcours de ces différentes masses d'eau en Mer de Ross.

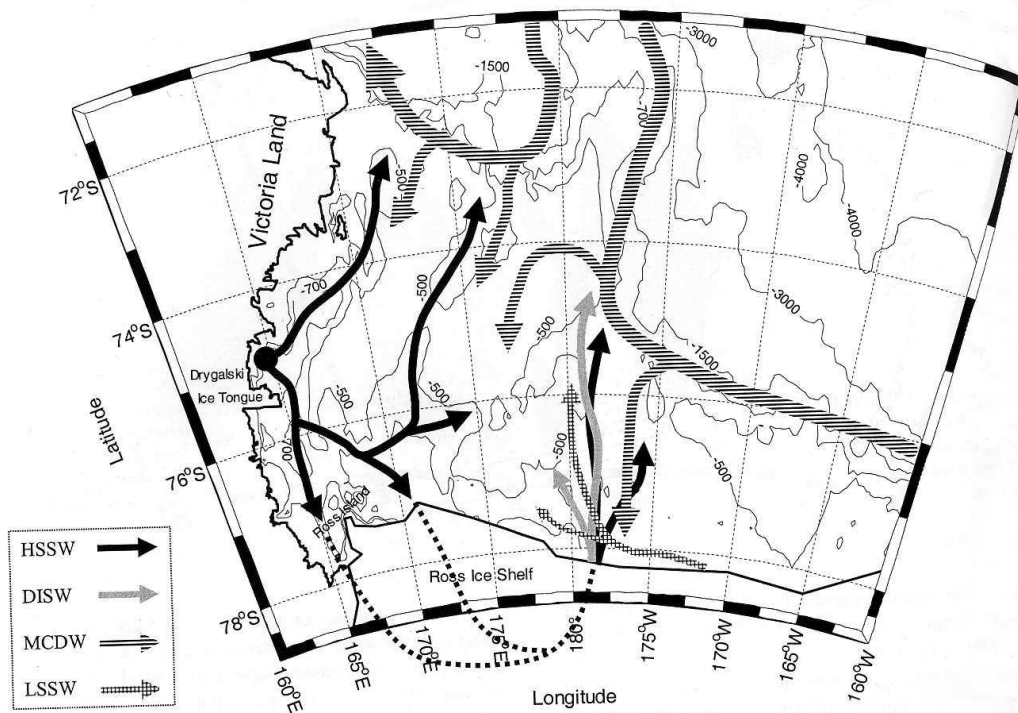


FIG. 1.8: Schéma des circulations d'eau profonde et intermédiaire en Mer de Ross (Budillon *et al.*, 2003). Le contour épais représente le trait de côte et le front de la Plate-forme de Ross. Les contours fins représentent la bathymétrie.

Interactions atmosphère-ouvertures

Les flux turbulents de chaleur sensible et latente (voir partie 3.1) au dessus des chenaux et des polynies peuvent atteindre respectivement 400 et 130 W.m^{-2} , soit environ 10 fois plus qu'au dessus de la glace (Morales Maqueda *et al.*, 2004). L'importance de ces flux crée ainsi une couche de surface propre aux ouvertures. Pour les petites ouvertures, le mélange et l'advection horizontale compensent la déstabilisation de la colonne d'air, mais pour les plus grandes polynies d'Arctique, on a pu observer la formation de panaches convectifs pouvant atteindre 7 km de hauteur. En ce qui concerne l'Antarctique, des panaches atteignant 1000 m ont été modélisés, avec présence de nuage convectif (Dare et Atkinson, 1999), mais non encore

observés directement, et les mesures atmosphériques sont rares.

Cet air réchauffé et chargé en humidité, donne ensuite lieu à de la condensation lorsqu'il s'élève (nuage convectif), ou lorsqu'il est advecté au dessus de la glace voisine (brouillard). Les nuages convectifs sont bien sûr fréquemment observés par télédétection au dessus des polynies. Les nuages peuvent ensuite entrer en jeu dans des rétroactions, dans la mesure où ils contrôlent les flux radiatifs descendants. Morales Maqueda *et al.* (2004) mentionnent 2 mécanismes en compétition. D'un côté, la présence de nuages augmente la quantité de flux infrarouge vers le bas, ce qui favorise la fonte de la glace et accroît l'humidité de l'air. Ceci favorise encore plus le développement du nuage, constituant donc un mécanisme de rétroaction positive, qui a tendance à faire croître la polynie. D'un autre côté, l'albédo élevé des nuages diminue le rayonnement solaire reçu en surface, ce qui empêche le développement de la polynie, constituant ainsi un mécanisme de rétroaction négative. Des modèles utilisés en Arctique ont montré que le premier mécanisme est prédominant en moyenne sur l'année, ce qui semble dû à la faible insolation. Bien sur, pendant le jour en été, le second effet prédomine.

Variabilités

La couverture de glace de mer varie d'année en année. La variabilité est plus importante en hiver austral, sauf en Mer de Ross et en Mer de Weddel où elle est plus prononcée à la fin du printemps. On observe également un cycle de 7 ans pour l'extension maximale de glace ; celui-ci est plus prononcé dans les mers de Weddel, d'Amundsen et de Bellingshausen, et compensé par un cycle déphasé dans le secteur du Pacifique Ouest (King et Turner, 1997, ch.3).

Les polynies présentent une variabilité interannuelle plus ou moins marquée selon leur mécanisme de fonctionnement. Mais ils présentent surtout une variabilité de haute fréquence, avec une période de 15 à 20 jours pour la polynie de TNB, et de l'ordre du mois pour celle de Ross (Morales Maqueda *et al.*, 2004).

La variabilité des courants, elle, est liée à celle des vents, mais le lien n'est pas simple, car l'océan amortit en partie le signal de la friction du vent, changeant ainsi le spectre de variabilité (Sura et Gille, 2003). Enfin, on connaît peu de choses de la variabilité à long terme des processus de formation d'eau profonde en Antarctique.

1.2 Les outils d'analyse

Lorsqu'il est question d'analyses climatiques en Antarctique, le manque de données est souvent avancé comme la cause majeure de toutes les incertitudes. Cette partie décrit donc les moyens dont on dispose pour notre analyse climatique.

1.2.1 Les observations in-situ

Stations Météorologiques

Depuis les années 80, le réseau de stations météorologiques automatiques (**AWS**, voir Fig. 1.9) s'est développé sur l'ensemble du continent. Les données qu'elles fournissent sont précieuses car elles correspondent à des mesures directes pour lesquelles les incertitudes Δ sont faibles. Sont normalement mesurées la pression au niveau du sol ($\Delta p \sim 0.25mb$), l'humidité et la température à 3 m (fiable au dessus de $-40^\circ C$), la vitesse et la direction du vent à 3 m (fiable jusqu'à environ $65 m.s^{-1}$), et elles sont parfois associées à des sondes mesurant le profil

de température dans le sol (King et Turner, 1997, ch.2). Certaines stations sont également équipées de capteurs de rayonnement SW et LW, et de systèmes à corrélations (de vitesse, température, et humidité) pour mesurer directement les flux turbulents.

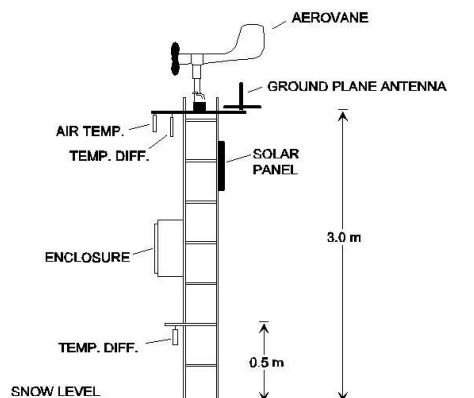


FIG. 1.9: Schéma d'une AWS. (AMRC)

Les données AWS sont disponibles sous forme de moyennes allant de 30 minutes à 3 heures. Ces moyennes permettent à priori de filtrer le signal micro-échelle, ce qui est une bonne chose dans l'optique de comparaisons avec des modèles climatiques régionaux ou globaux. Il faudra malgré tout se méfier des stations situées dans les zones de relief marqué.

Les cartes 1.10 et 1.11 montrent les principaux réseaux d'AWS en Antarctique. Il est notable que ces stations sont réparties de façon très hétérogène, selon l'accessibilité des différentes zones. Il reste donc des régions où les données sont largement insuffisantes.

Autres mesures atmosphériques

Des ballons-sondes sont régulièrement lâchés à divers endroits de l'Antarctique. Ces radiosondages permettent de mesurer les profils de température, d'humidité, et de vitesse-direction du vent (voir par exemple Bromwich et Parish 2004). Les ballons sont maintenant équipés d'un GPS qui permet leur suivi. Ces dispositifs fournissent des données précieuses sur la structure verticale de l'atmosphère, mais les données sont assez espacées et irrégulières.

Les sondes peuvent également équiper un avion, on parle alors d'aéro-sondes. Là encore, il est possible de mesurer des profils de température, d'humidité, et de vitesse-direction du vent. Bromwich et Parish (2004) mentionnent de nouveaux capteurs permettant d'avoir des informations sur la microphysique des nuages et les aérosols. Ces sondages nécessitent des calibrations complexes et des moyens lourds, et ne peuvent donc pas être réguliers. Ces mesures sont donc souvent effectuées de façon intensive sur une courte durée et une région limitée. Par contre, ils ont l'avantage de fournir des données très rapprochées à différentes échelles spatiales. Ce genre de campagne aérienne est actuellement utilisée en Antarctique pour RIME (Ross Island Meteorological Experiment, voir Bromwich et Parish 2004), ou au Groenland par Heinemann et al. (2002).

Pour avoir des mesures verticales plus régulières, des sodars (sonic radars) peuvent être utilisés. Ils permettent de connaître le profil de température et le vents (par effet Doppler) dans le premier kilomètre de l'atmosphère. Malheureusement, ces dispositifs sont rares.

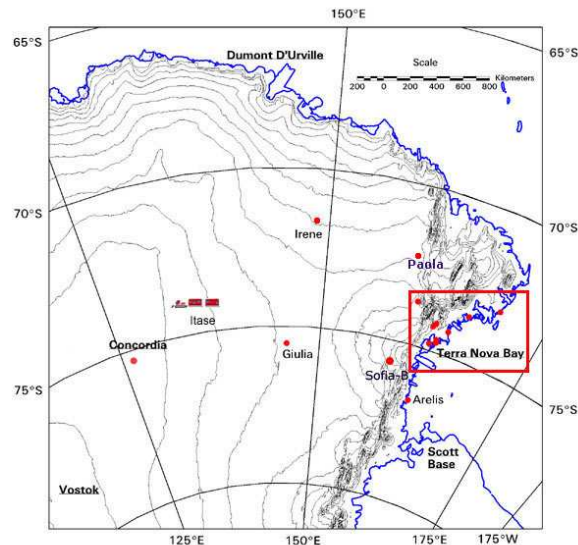


FIG. 1.11: Localisation des stations météorologiques automatiques (AWS) du PNRA (Italie).

Mesures de la glace de mer

La dérive de la glace de mer peut être mesurée grâce à des bouées posées sur la glace. Celles-ci sont souvent équipées d'instruments météorologiques permettant d'avoir des données dans les régions côtières (pression, température, humidité, vent).

L'épaisseur, la température et la structure de la banquise sont mesurées grâce à des carottages lorsque la glace est suffisamment épaisse pour permettre de s'y aventurer. Si la glace est fine, on peut avoir accès à son épaisseur en la mesurant depuis un bateau adapté. Le groupe ASPeCt (Antarctic Sea ice Processes and Climate) a ainsi pu collecter des données suffisantes pour tracer des cartes d'épaisseur de glace en Antarctique (Timmermann *et al.*, 2004). Notons que des LIDAR (scanner laser) sont utilisées depuis quelques années pour accéder à l'épaisseur de la glace de mer, mais peu de données sont disponibles.

Mesures océaniques

Des bouées flottantes ont la même utilité sur l'océan que sur la glace de mer. En plus de cela, des mesures de température et salinité sont occasionnellement effectuées à différentes profondeurs, ce qui permet d'avoir une bonne vision de la structure océanique.

La campagne WOCE (World Ocean Circulation Experiment, Report No. 179/02 2002), avec une trentaine de pays participants, a entre autre réalisé un grand nombre de mesures in-situ entre 1990 et 1998 afin de mieux observer les parties les moins connues des océans. Néanmoins, les mesures autour de l'Antarctique, et à fortiori en Mer de Ross, sont extrêmement rares, comme l'illustre la Fig. 1.12.

1.2.2 Les satellites

Les 2 principaux avantages des satellites par rapport aux observations in-situ sont incontestablement la couverture spatiale quasiment complète, et la longueur temporelle de certaines

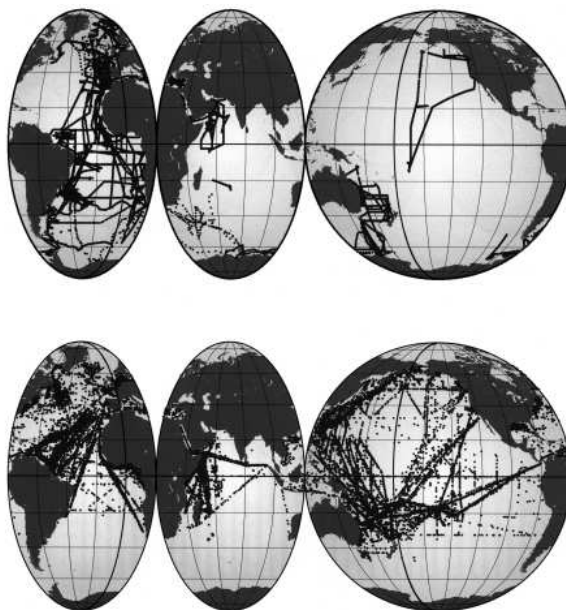


FIG. 1.12: Exemple de mesures océaniques : répartition des mesures de salinité pendant WOCE, en bas par les navires commerciaux, et en haut par la campagne WOCE (Report No. 179/02, 2002).

observations. Par contre, les méthodes utilisées pour convertir le rayonnement en données météorologiques induit une incertitude plus importante que celle des observations directes. La gamme des produits proposés en télédétection est très large, même en Antarctique, et la suite de ce rapport n'en utilise qu'une partie infime.

Notons que la glace, sur la banquise ou la calotte, rend les analyses de télédétection relativement complexes car il est difficile de distinguer les nuages de la glace avec certains capteurs. Ceci augmente généralement l'incertitude des données satellitaires en Antarctique.

Par exemple, les canaux infrarouges de NOAA-12 (AMRC) permettent de visualiser les écoulements froids au travers des Montagnes Transarctiques (voir Figure 3.4) ; les données SSMI/R fournissent la couverture de glace de mer autour de l'Antarctique pour une large période temporelle ; on peut également avoir accès au contenu en eau de l'atmosphère, aux flux radiatifs, à la couverture nuageuse au dessus de l'océan. Comiso (1999) a obtenu des températures de surface de l'Antarctique et de l'océan à partir de données infrarouges issues de AVHRR. Ses cartes de températures de surface couvrent la période 1982-1998, avec une incertitude inférieure à 4°C. Ces données sont très précieuses, notamment sur la banquise, dans la mesure où il est difficile d'avoir un suivi continu de sa température, surtout si elle est fine.

1.2.3 Les réanalyses

Le problème des observations in-situ est qu'elles sont localisées, et souvent discontinues ; le problème des observations satellitaires est qu'on n'a accès qu'à un petit nombre de champs. Afin de remédier à ces problèmes, des réanalyses ont été construites. Elles proviennent de sources multiples assimilées dans des modèles de circulation atmosphérique grâce à des méthodes complexes. Dans la suite, on utilise des réanalyses issues de l'ECMWF (European Center for Meteorological Weather Forecasts) : les réanalyses ERA-40 (Uppala *et al.*, 2005),

qui couvrent la période 1958-2001, et fournissent plus de 150 variables atmosphériques (en dessous du niveau 0,1 hPa). On utilise des champs toutes les 6h tels que les flux radiatifs, les vents, la pression, la température de l'air, la SST, la couverture de glace de mer, etc... Le modèle qui sert à calculer ces champs est spectral, et les sorties dans l'espace physique se trouvent sur une grille gaussienne, dont la résolution est de $1,125^\circ$ en latitude, mais varie en longitude, de façon à valoir environ 100 km de l'équateur aux pôles.

En Antarctique, les vents issus de ERA-40 représentent mal la composante catabatique dans certaines zones comme les Montagnes Transantarctiques, probablement plus à cause de la topographie que de représentation des processus physiques (comparaisons à des AWS). La fraction de glace de mer est calculée comme une fonction du temps et de la température de l'océan, principalement à partir de données issues des observations satellites SSM/I ; l'incertitude de ces valeurs est difficile à quantifier, surtout près du front des plates-formes de glace.

1.2.4 La modélisation : état de l'art et performances

La modélisation numérique a deux intérêts majeurs. D'abord, elle permet d'avoir accès à un grand nombre de variables, spatialisées, et avec un échantillonnage temporel important ; cet aspect est essentiel pour l'étude de processus. D'autre part, elle peut permettre de simuler le climat du futur. Deux grandes familles de modèles sont utilisés en Antarctique : les modèles globaux dont les calculs sont réalisés sur l'ensemble du globe, et les modèles régionaux qui nécessitent des conditions aux limites mais permettent d'accroître la résolution et d'améliorer la représentation des processus physiques. Au sein de chaque famille, on distingue ensuite les modèles d'atmosphère ou d'océan (forcés en surface) des modèles couplés (donc libres en surface).

Les GCM : état de l'art

Les modèles globaux de climat (GCM) de dernière génération utilisés par le GIEC sont listés dans le tableau 1.2 (Randall *et al.*, 2007). Tous les modèles cités couplent un modèle d'atmosphère (AGCM), un modèle d'océan (OGCM), et souvent un modèle de glace de mer. Ils ont une résolution moyenne de 2° en latitude et longitude pour l'atmosphère, et un peu plus fine pour l'océan. Ceci représente une résolution de l'ordre de 200 km en latitude, et en longitude 100 km à 60°S et 60 km à 75°S . Les différents GCM se différencient légèrement par leur résolution, mais ils se distinguent surtout par la représentation de leurs processus physiques.

La plupart des AGCM ont un modèle de sol constitué de plusieurs couches verticales de façon à représenter la diffusion de chaleur, afin de pouvoir calculer les flux turbulents et radiatifs. Notons que quelques modèles possèdent encore un modèle de sol simple, de type *Bucket*, qui modélise de façon simple les transferts d'eau à travers le sol. De plus, la majorité des AGCM ont une représentation de la canopée. En ce qui concerne l'Antarctique, beaucoup de AGCM représentent le manteau neigeux avec plusieurs couches. Quant à la redistribution de la neige par le vent, elle n'est pas incluse dans les AGCM.

Les AGCM reproduisent désormais correctement les aérosols et leur transport. Certains modèles utilisent une chimie atmosphérique interactive, mais cela n'est pas encore utilisé dans les simulations de références. Les AGCM diffèrent énormément par leur paramétrisation des nuages. Cette dernière est toujours basée sur la physique, mais chaque paramétrisation n'a

un sens qu’avec le modèle atmosphérique associé. Randall *et al.* (2007) indiquent que ces différences ont un impact important sur les rétroactions nuageuses, surtout en ce qui concerne les nuages bas. D’autre part, il y a des différences de paramétrisation de la convection et de son couplage avec les nuages. Ceci peut affecter le climat de l’ensemble de la planète (Hourdin *et al.*, 2006).

La turbulence en surface est généralement paramétrisée avec des coefficients de traînée C_D (voir partie 3.1) qui dépendent de la stabilité de la couche limite. En utilisant LMDz (la partie atmosphérique de IPSL-CM), Krinner *et al.* (1997) ont montré que sur les calottes, la très forte stabilité de la couche limite nécessite plus d’attention. En effet, avec les paramétrisations usuelles, la forte stabilité entraîne un découplage entre l’atmosphère et la surface, ce qui provoque une chute irréaliste des températures de surface. Pour éviter ce problème, des AGCM utilisent un seuil sur la stabilité, de façon à maintenir un échange réaliste entre surface et couche limite (voir Hourdin *et al.* 2006 pour LMDz).

Concernant les OGCM, une représentation explicite de la hauteur de surface est utilisée le plus souvent. Quelques modèles ont une résolution suffisamment élevée (résolution supérieure à $1/3^\circ$) pour permettre de simuler les tourbillons ; sinon, ils peuvent éventuellement être paramétrisés. Quant à la représentation du mélange vertical, elle varie d’un modèle à l’autre, et des formulations de masse (*bulks*) sont utilisées pour la surface. Un point fondamental est la représentation de la glace de mer. La plupart des GCM utilisent un modèle de glace de mer à la fois dynamique et thermodynamique, mais il reste des GCM dans lesquels la banquise est uniquement modélisée par la thermodynamique. La dynamique est souvent basée sur une rhéologie visco-plastique, mais de plus en plus de modèles de banquise (comme LIM 3.0) utilisent une rhéologie élasto-visco-plastique. La rhéologie et l’échelle utilisées imposent souvent aux GCM de prescrire une fraction de surface fracturée (*leads*) dans la banquise. Les schémas thermodynamiques les plus sophistiqués utilisent plusieurs couches de glace et de neige, avec une conductivité thermique et une capacité calorifique qui dépendent de la teneur en sel de la glace ; la neige peut s’y transformer en glace si elle s’enfonce dans l’eau sous l’effet de son poids ; et les poches d’eau salées peuvent y être représentées.

La calotte Antarctique, elle, est souvent figée dans les GCM. Par contre, les modèles de calotte utilisés pour les prévisions climatiques sont souvent forcés par les sorties des GCM.

Enfin, la façon de coupler les modèles diffère en fonction des GCM. D’abord la période du couplage (voir le chapitre suivant pour plus de détails) peut valoir jusqu’à 3h, même si elle est de 24h dans la grande majorité des GCM. La couche de surface océanique est d’ailleurs adéquate avec cette fréquence de couplage, puisqu’elle est rarement inférieure à 10 m. De plus, certains modèles ajustent les flux calculés par l’atmosphère avant de les envoyer à l’océan ou à la glace de mer. Ceci est parfois nécessaire pour maintenir un climat proche des observations. Cependant, une grande partie des modèles sont désormais utilisés sans correction de flux.

Les GCM : Performances en Antarctique

Les performances globales des GCM sont décrites dans l’évaluation du GIEC (Randall *et al.*, 2007). Intéressons nous plus en détail à l’Antarctique. En comparant les températures atmosphériques de surface et celles de la climatologie du Climatic Research Unit, on constate des différences importantes pour la moyenne des GCM (de l’ordre de 5°C de plus sur la calotte des GCM). La SST est également trop élevée autour de l’Antarctique si l’on compare aux données HadiSST. Au niveau de la tropopause, la plupart des GCM présentent un biais froid par rapport à ERA-40 ; celui-ci est sensible à la résolution, à l’humidité, et à la convergence

verticale.

En moyenne, les modèles placent également le maximum de friction de vent au nord de celui des réanalyses. La conséquence est une ACC située trop au nord, ce qui change les eaux intermédiaires dans le sud de l'Atlantique, et induit une thermocline trop diffuse (Russell *et al.*, 2006)

Du point de vue de la glace de mer, les modèles sont très dispersés (Randall *et al.*, 2007). Dans l'ensemble, l'extension de la glace de mer est bien reproduite en moyenne annuelle. Le cycle saisonnier est cependant exagéré en moyenne, avec trop de glace en septembre, et pas assez en mars. Parkinson *et al.* (2006) notent aussi des grandes différences entre les valeurs mensuelles des différents modèles (NB cet article est erroné en ce qui concerne le modèle de l'IPSL). Ceci influence probablement le climat dans son ensemble. Parmi les causes possibles, il y a les biais dans les vents aux hautes latitudes, le mélange horizontal et vertical dans la partie supérieure de l'océan, et une mauvaise paramétrisation des flux turbulents atmosphériques, en lien avec la forte stabilité de la couche limite. Le nouveau GCM HadGEM1 obtient de bons résultats en Antarctique, en ce qui concerne l'extension, l'épaisseur, et la dérive de la glace (Mc Laren *et al.*, 2006).

Hourdin *et al.* (2006) ont comparé les sorties de LMDz4 (partie atmosphérique de IPSL-CM4, en mode forcé) avec l'AWS de Dôme C. Ils mentionnent un biais froid sur les calottes, probablement à cause d'une sous-estimation du flux infrarouge descendant ; à Dôme C cependant, ce biais est peu marqué, probablement à cause d'une compensation d'erreur. De plus, la rugosité orographique de la calotte est souvent trop élevée pour un terrain plutôt lisse en réalité. Cela conduit à une sous-estimation des écoulements catabatiques sur tout le continent. Krinner *et al.* (2007) utilisent le même modèle, mais avec une grille étirée sur l'Antarctique pour y augmenter la résolution. Ils trouvent que le bilan de masse simulé est correct à l'échelle du continent, et les erreurs sur la distribution régionale sont minimisées si l'on force LMDz avec des conditions limites de surface océaniques issues des observations plutôt que les sorties de IPSL-CM4.

Les RCM : état de l'art

Les modèles climatiques régionaux (RCM) sont également très nombreux. Certains sont simplement issus de modèles globaux, et d'autres ont été spécialement développés pour les études régionales. Le tableau 1.1 présente un aperçu non exhaustif des RCM utilisés actuellement ; certains d'entre eux sont purement atmosphériques, et d'autres sont couplés avec l'océan et/ou la glace de mer. Le chapitre suivant décrit plus en détail le modèle climatique régional MAR.

Grâce au domaine réduit qu'ils simulent, les RCM utilisent une résolution horizontale allant de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres. Ils se divisent verticalement en 20 à 40 niveaux, resserrés près du sol et s'écartant progressivement jusqu'à 1 à 50 hPa. D'autre part, un certain nombre de RCM (comme COAMPS ou WRF) sont désormais parallélisés, ce qui permet l'utilisation de résolutions plus fines.

La plupart des RCM utilisent de 5 à 10 points pour la zone tampon latérale (zone de prise en compte du forçage latéral, voir partie 2.1.3 pour l'exemple de MAR). Les schémas de relaxation actuellement utilisés sont ceux de Giorgi (1993), Davies (1976) ou Dudhia (1993). Cette zone est forcée par les réanalyses NCEP, ERA-40, ou ERA-15. Actuellement, les RCM couplés sont peu utilisés avec des frontières coupant la glace de mer. Les modèles couplés simulant l'Antarctique prennent souvent l'ensemble du continent, et s'étendent suffisamment

Modèle	région	simu	atm	océan	gla	hyd.	parents	cpl	référence
RCAO	Mer Balt.	5 a	44 km 30 min	11 km 10 min	DT	H	RCA,HIRLAM RCO,OCCAM	3h	Doscher <i>et al.</i> 2002
AWI	Arct.	1 a	0.5°	0.25°	DT	H	HIRHAM NAOSIM	X	EGU 2007, CR135 Dorn, W., poster A0050
ARCSyM	Ant.	1 a	100 km 150 s	1 couche 30	DT	H	NCAR-RegCM2	X	Bailey et Lynch 2000 Lynch <i>et al.</i> 1995
COAMPS	USA	100 h	10 km 30 s	< 129 m 10km-1200s	s	NH		X	Hodur 1997 COAMPS 2003
RACMO 2	Ant., autres	50 a	55 km	s	s	H	HIRLAM		Van de Berg <i>et al.</i> 2005
LAM/ NORLAM	Groen., Ant.	2 m	25 km	s	s	H			Heinemann et al. 2002
CRCM	Canada	5 a	45 km 15 min	s	s	H/ NH			Laprise <i>et al.</i> 1998
HIRHAM 4	Arct., Europe	1 a	50 km 300 s	s	DT	H	ECHAM-4		Christensen <i>et al.</i> 1996 Rinke <i>et al.</i> 2006
RegCM 2	Europe	1 m	70 km 120 s	s	s	H	RCA		Giorgi <i>et al.</i> 1993
Fairb. model	West. Arct.	1 m	63 km	1 couche (mixed l.)	VP	H	RegCM-2	X	Lynch <i>et al.</i> 1995
Polar MM5	Groen., autres	2 m	40 km 150 s	s	s	H/ NH	NCAR-CCM3		Bromwich <i>et al.</i> 2001
MAR	Ant. , Afrique	1 a	40 km 120 s	s	opt	H/ NH	SIGMA 2D Jerusalem		Gallée et Schayes 1994 Gallée 1997
RCA 2	Arct. Ouest	1 a	0.42° 30 min	s	s	H			Jones <i>et al.</i> 2004
REMO	Mer Balt.	10 a	0.5° 300 s	s	s	H	ECHAM-4		Jacob 2001
CWRF	Chine	4 m	30 km	s s	s s	H			Liu <i>et al.</i> 2006

TAB. 1.1: Exemples d'utilisation de modèles climatiques régionaux. La 2^{nde} et la 3^{eme} colonnes donnent une idée de région possible d'utilisation de ces modèles, et de la durée de la simulation étudiée (a=an, m=mois, h=heure). Les colonnes *atmosphere* et *ocean* indiquent la résolution spatio-temporelle des modèles. Dans la colonne *glace* (de mer), DT signifie que le modèle est dynamique et thermodynamique; VP signifie visco-plastique, EVP élasto-visco-plastique, et s qu'il n'y a pas de modèle de banquise. La colonne *hydr.* renseigne sur l'hypothèse hydrostatique (H) ou non-hydrostatique (NH) qui est faite dans le modèle. La colonne *parents* nomme les RCM ou GCM dont sont issus les modèles. La colonne *cpl* indique si le modèle est complètement couplé (X), voire la période du couplage.

Modèle	Institut	atmosphère	océan	param. sol	glace de mer	flux
BCC-CM10PA1	BCC, China	1.9°x1.9°	1.9°x1.9°	L,C	s	H,M
BCCR-BCM2.0	BCCR, Norway	1.9°x1.9°	0.5-1.5°x1.5°	L,C	R,L	-
CCSM3	NCAR, USA	1.4°x1.4°	0.3-1.0°x1.0	L,C	R,L	-
CGCM3.1-T47	CCCMA, Canada	2.8°x2.8°	1.9°x1.9°	L,C	R,L	H,W
CGCM3.1-T63	CCCMA, Canada	1.9°x1.9°	0.9°x1.4°	L,C	R,L	H,W
CNRM-CM3	MF-CNRS, France	1.9°x1.9°	0.5-2°x2°	L,C	R,L	-
CSIRO-MK3.0	CSIRO, Australia	1.9°x1.9°	0.8x1.9°	L,C	R,L	-
ECHAM5/MPI-OM	MPIM, Germany	1.9°x1.9°	1.5x1.5°	B,C	R,L	-
ECHO-G	Germany/Korea	3.9°x3.9°	0.5-2.8°x2.8°	B,C	R,L	H,W
FGOALS-g1.0	IAP/LASG, China	2.8°x2.8°	1.0°x1.0°	L,C	R,L	-
GFDL-CM2.0	NOAA/GFDL, USA	2.0°x2.5°	0.3-1.0°x1.0°	B,C	R,L	-
GFDL-CM2.1	NOAA/GFDL, USA	2.0°x2.5°	0.3-1.0°x1.0°	B,C	R,L	-
GISS-AOM	NASA/GISS, USA	3.0°x4.0°	3.0°x4.0°	L,C	R,L	-
GISS-EH	NASA/GISS, USA	4.0°x5.0°	2.0°x2.0°	L,C	R,L	-
GISS-EH	NASA/GISS, USA	4.0°x5.0°	4.0°x5.0°	L,C	R,L	-
INM-CM3.0	INM, Russia	4.0°x5.0°	2.0°x2.5°	L,C	s	W
IPSL-CM4	IPSL, France	2.5°x3.75°	2.0°x2.0°	L,C	R,L	-
MIROC3.2 hires	CCSR/JAMSTEC, Japan	1.1°x1.1°	0.2°x0.3°	L,C	R,L	-
MIROC3.2 medres	CCSR/JAMSTEC, Japan	2.8°x2.8°	0.5-1.4°x1.4°	L,C	R,L	-
MRI-GCM2.3.2	MRI, Japan	2.8°x2.8°	0.5-2.0°x2.5°	L,C	-d,L	H,W,M
PCM	NCAR, USA	2.8°x2.8°	0.5-0.7°x1.1°	L,C	R,L	-
UKMO-HadCM3	HCCPR/MO, UK	2.5°x3.75°	1.25°x1.25°	L,C	-d,L	-
UKMO-HadGEM1	HCCPR/MO, UK	1.3°x1.9°	0.3-1.0°x1.0°	L,C	R,L	-

TAB. 1.2: Exemple d'utilisation de modèles climatiques globaux couplés (d'après GIEC 2007, Tab. 8.1, Randall *et al.* 2007). Les résolutions sont données en latitude × longitude. Dans la colonne paramétrisation du sol, C signifie qu'il y a un modèle de canopée, L pour Layer indique que le sol est constitué de plusieurs couches, et B indique une configuration « Bucket ». Dans la colonne de la glace de mer, R signifie Rhéologie, -d free-drift, L leads, et s qu'il n'y a ni rhéologie ni leads. La dernière colonne indique les flux ayant été ajustés pour le couplage : H pour les flux turbulents (Heat), M pour la friction du vent (Momentum), et W pour les flux d'eau douce (freshWater).

bas en latitude pour ne pas avoir de glace de mer aux frontières (sauf par exemple Bailey *et al.* 2004 avec un océan mono-couche).

La plupart des modèles font l'approximation hydrostatique, mais de plus en plus de modèles ont l'option non-hydrostatique. Cela n'est peut-être pas fondamental en Antarctique, étant donné la forte stabilité de la couche limite. Néanmoins, Cassano et Parish (2000) ont montré que les vents catabatiques sur une pente idéalisée sont sensibles à cette hypothèse. En conditions non-hydrostatiques, ils trouvent un écoulement plus faible dans les niveaux bas, et plus fort dans les niveaux plus élevés ; cela modifie les échanges turbulents et conduit à une atmosphère plus chaude au niveau de la surface.

Pour décrire la microphysique des nuages, plusieurs paramétrisations sont généralement nécessaires. Lin *et al.* (1983) ont développé une formulation avec la quantité de vapeur et 4 types d'hydrométéores (grêle, neige, pluie, micro-gouttelettes) ; ce schéma décrit les échanges entre les différentes formes. Il est souvent utilisé avec la formulation de Kessler (1969), qui décrit le processus d'autoconversion (transformation de micro-gouttelettes en gouttes de pluie par agrégations successives). La formulation de Fletcher (1962) sert aussi souvent à décrire la nucléation de la glace. Ces formulations servent toujours de base aux schémas actuels, même si ceux-ci ont été améliorés au fur et à mesure. Ainsi, le nombre d'hydrométéores a augmenté, avec la représentation du grésil (Rutledge et Hobbs, 1984), ou celle du crachin (Khairoutdinova, M. and Kogan, Y., 2000). Pour cette dernière, les aérosols jouent un rôle important, et peuvent être pris en compte, notamment au dessus de l'océan (COAMPS 2003, partie 4.2.3). D'autres aspects concernant la prédiction et la nucléation de la glace ont été améliorés grâce à Meyers *et al.* (1992). Les formulations récentes ont 2 variables pour chaque hydrométéore : la fraction de ce type d'hydrométéore par rapport aux autres, et la concentration volumique de celui-ci (Meyers *et al.*, 1997). Le diamètre et les propriétés optiques associées sont ensuite diagnostiquées.

Un schéma de cumulus de type Kain et Fritsch (1990,1993) est souvent utilisé dans les RCM (entre autres CWRP, COAMPS). Ce schéma calcule les tendances de température potentielle, de taux de vapeur d'eau et de gouttelettes liés à la convection entre une couche source et le sommet du cumulus correspondant. Des panaches montant ou descendant y autorisent la condensation et l'évaporation, suivant des relations paramétrées.

Chaque RCM a son propre schéma radiatif. Pour les grandes longueurs d'onde (LW), le spectre est souvent divisé en plusieurs bandes, de façon à prendre en compte les espèces « à effet de serre ». Par exemple, le COAMPS utilise 4 bandes larges d'absorption : 2 pour la vapeur d'eau, une pour l'ozone, et une pour le CO₂. Les nuages sont souvent considérés comme des corps noirs dans l'infrarouge. Pour les courtes longueurs d'onde (SW), les RCM utilisent fréquemment des bandes d'absorption dans le visible ou les UV, pour prendre en compte la vapeur d'eau ou l'ozone. Les nuages peuvent être pris en compte en paramétrant les réflexions multiples et la diffusion de Mie en fonction de la micro-composition du nuage (voir par exemple HIRHAM, COAMPS, MAR). Des paramétrisations issues des résultats de Ebert et Curry (1992) sont largement utilisées pour décrire ces effets. Le schéma radiatif de Morcrette (2002) regroupe de nombreuses améliorations récentes.

De nombreux modèles utilisent un schéma de couche limite de fermeture. Il s'agit de modèles résolvant l'équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente (TKE), et diagnostiquant les flux de chaleur, d'humidité, et de quantité de mouvement. Tous les schémas de couche limite nécessitent en plus une paramétrisation de la couche de surface. Ces paramétrisations sont en majorité basées sur la théorie de similitude de Monin-Obukhov (voir partie 3.1).

Comme pour les GCM, chaque maille est constituée d'une mosaïque de plusieurs types de surface. Chacun d'eux est associé à une rugosité et à un albédo. Ceux-ci peuvent être prescrits, ou évoluer avec un modèle de sol. La plupart des modèles fixent par exemple de façon ad-hoc les propriétés du manteau neigeux, quitte à distinguer banquise, toundra, et calotte (c'est le cas de Polar-MM5). MAR, lui, comprend un modèle d'évolution du manteaux neigeux, grâce auquel sont calculés l'albédo et la rugosité (voir le chapitre suivant).

RACMO et Polar-MM5 ont une paramérisation de la neige soufflée par le vent, mais elle n'interagit pas avec les autres composantes du modèle. Dans MAR, la neige soufflée interagit avec la dynamique et la thermodynamique du modèle (voir chapitre suivant); par exemple, des sastrugis peuvent se former et modifier la rugosité du sol.

Mais ce qui fait la qualité des modèles régionaux, c'est aussi que leur physique peut être adaptée à une région précise (zone de mousson, zone aride, etc). En particulier, la physique bien spécifique des régions polaires peut être prise en compte. Par exemple, ce travail a été fait pour Polar-MM5, pour RACMO, ou pour MAR qui a été spécialement conçu pour ces régions à son origine. Par exemple, les principaux changements réalisés lors du passage de MM5 à Polar-MM5 sont une modification du schéma de prédiction de la nébulosité, une amélioration du schéma radiatif dans les nuages, et un meilleur calcul des transferts de chaleur à travers la neige et la glace. Pour MAR, le schéma radiatif de l'ECMWF (Morcrette, 2002) a été adopté car il se comporte bien avec l'atmosphère très sèche de l'Antarctique; la paramétrisation de la turbulence a également été ajustée grâce à des mesures réalisées à Dôme C (Gallée 2006, communications personnelles).

Les RCM : Performances en Antarctique

Parish et Bromwich (1991) ont obtenu des simulations réalistes de vents catabatiques à l'échelle de l'Antarctique avec MM5. Gallée et Schayes (1994), avec MAR, ont obtenu une simulation réaliste des vents catabatiques à Terra Nova Bay.

Plus récemment, Bromwich *et al.* (2001) ont analysé les performances de Polar-MM5 au Groenland (physique très proche de l'Antarctique). En comparant leurs résultats avec des AWS et des mesures aériennes, ils trouvent que les valeurs mensuelles de température et de vent de surface diffèrent de moins de 1°C et 1 m.s⁻¹ respectivement. L'ensemble de la couche catabatique est également correctement simulée en moyenne. Les principales erreurs de représentation des vents catabatiques proviennent d'erreurs sur le forçage synoptique du modèle, et d'erreurs de représentation des flux turbulents et radiatifs, ainsi que des nuages dans des conditions très stables. Heinemann et al. (2002) ont également fait ce travail au Groenland, avec NORLAM. Ils trouvent également de bons accords avec une campagne de mesures aérienne dans les 400 premiers mètres de l'atmosphère. Ils constatent aussi une forte influence du forçage synoptique sur les écoulements catabatiques.

Guo *et al.* (2003), avec MM5 en Antarctique, trouvent de très bons accords avec les observations, à l'échelle synoptique comme à l'échelle régionale. Ils notent toutefois une mauvaise prédiction de la nébulosité et des précipitations sur le Plateau Antarctique. En fait, le modèle représente mal l'infrarouge descendant dans des conditions très sèches avec un ciel dégagé. Il a aussi du mal à représenter les faibles précipitations dans de telles conditions.

Plusieurs études de cas avec les modèles NORLAM et MAR ont par contre montré que les RCM étaient capables de simuler différents types de mésocyclones en Antarctique (Rasmussen et Turner, 2003, chap. 5). Les observations sont néanmoins limitées, et il est difficile de juger le degré de réalisme de ces simulations.

D'autre part, RACMO simule relativement bien le bilan de masse (BM) à l'échelle du continent (van Lipzig *et al.*, 2002). Le bilan de masse est malgré tout sous-estimé dans les zones montagneuses; ceci provient de la difficulté à représenter la sublimation dans des zones où la topographie sous-maille est importante. De plus, le BM sur la côte est légèrement sous-estimé par le modèle. Par contre, le modèle reproduit bien la répartition du BM sur la plate-forme de Ross, et la décroissance du BM depuis la côte vers l'intérieur de la calotte. Pour l'Antarctique de l'Est, Gallée *et al.* (2005) ont montré que MAR était plus proche des mesures de BM si on incluait le transport de neige par le vent dans le modèle.

Relativement peu de RCM sont couplés avec la glace de mer ou l'océan. Notons que Gallée (1997) a obtenu une simulation réaliste de la polynie de Terra Nova Bay en couplant MAR à un modèle de polynie; ce modèle simple de dynamique et thermodynamique représentait le frazil et la glace consolidée.

Doscher *et al.* (2002), avec RCAO (couplé), sur une simulation de 5 ans en Arctique, ont constaté des biais saisonniers sur les flux de chaleur et l'extension de glace de mer, mais aucune dérive pluri-annuelle n'apparaît. Toujours en Arctique, le RCM couplé de l'AWI (Dorn *et al.*, poster EGU, 2007) fait fondre trop de glace en été; ils pointent la forte sensibilité du modèle à la paramétrisation de l'albédo de la neige et de la glace.

En Antarctique, des résultats de glace de mer réalistes ont été obtenus avec des modèles couplés incluant un modèle de glace et d'océan mono-couche (Bailey et Lynch, 2000, Lynch *et al.*, 1995); les derniers constatent que la glace de mer est plus sensible que l'atmosphère à la représentation de la mono-couche océanique. En faisant passer ARCSyM à 20 km de résolution, Bailey *et al.* (2004) ont obtenu des simulations très réalistes de plusieurs sortes de polynies dans le secteur de Cosmonaut Sea.

1.3 Supplément sur l'activité cyclonique en Antarctique

Comme il est souvent fait référence à l'activité cyclonique dans ce document, et que l'activité cyclonique en région polaire a ses caractéristiques propres, cette partie fait le point sur les connaissances dans ce domaine.

1.3.1 Le spectre des cyclones

Lorsque l'on observe la circulation atmosphérique de l'Antarctique, on constate tout de suite une activité cyclonique très intense. Les cyclones prennent toutes les tailles entre l'échelle synoptique et la méso-échelle, et ont des caractéristiques très variées.

Une partie de ces cyclones ont pour rôle d'amener des masses d'air humides et relativement chaudes depuis l'océan vers les côtes. Ces systèmes pénètrent rarement à l'intérieur du continent à cause de la barrière constituée par la bordure de l'Antarctique. Par contre, l'humidité qu'ils apportent est advectée vers l'intérieur sous forme de précipitations ou de nuages (Carleton et Carpenter, 1990). Ainsi, l'activité cyclonique joue un rôle majeur dans le bilan de masse de l'Antarctique. De plus, grâce au mélange qu'ils entraînent, les cyclones limitent également l'intensification du gradient thermique entre la masse d'air continentale très froide et la masse d'air océanique plus chaude. Enfin, cette activité maintient et fait osciller le vortex polaire antarctique (James, 1989).

Bien que ce ne soit pas systématique, beaucoup de cyclones sont associés à des vortex nuageux, ce qui permet de les observer grâce à l'imagerie satellitaire, dans le visible et l'infrarouge. Au dessus de l'océan, la température et l'albédo des nuages sont suffisamment contrastés pour

être analysés facilement. Par contre, au dessus de la calotte, il a fallu attendre les années 80 pour que la résolution des images devienne suffisante. D'autre part, la neige soufflée par le vent, et le manque d'ensoleillement en hiver constituent des difficultés supplémentaires. Ainsi, on peut classer les systèmes nuageux dans des catégories en fonction de leur forme (bande, crochet, virgule, spirale, etc). A partir de mesures au sol, on a pu établir l'environnement auquel ces catégories sont généralement associées (voir par exemple Streten et Troup 1973). De plus, les micro-ondes permettent d'estimer le contenu intégré en vapeur d'eau et le contenu intégré en eau liquide dans ces nuages, ce qui permet de mieux connaître la structure des systèmes (Lieder et Heineman, 1999).

Afin de compter et de suivre les cyclones, des algorithmes automatiques ont été développés et appliqués à des réanalyses (Turner et Pendlebury, 2004, ch.2.4). Les Fig. 1.13 sont les cartes de densité de présence de cyclones ainsi obtenues. Il est clair que les résultats obtenus dépendent fortement de la façon dont est défini le cyclone. Néanmoins, toutes les analyses font ressortir une forte densité de présence dans les régions côtières, et particulièrement dans le secteur de la Mer de Weddel, et celui de la Mer de Ross. En général, l'activité cyclonique semble plus importante en hiver austral. Notons également que ces dépressions se déplacent principalement vers l'Est, et plutôt vers le pôle (voir Fig. 1.15). Ainsi, sur les moyennes pluriannuelles, la ceinture de basse pression qui entoure le continent antarctique entre 60°S et 70°S résulte de la fréquence élevée de l'activité cyclonique à ces latitudes.

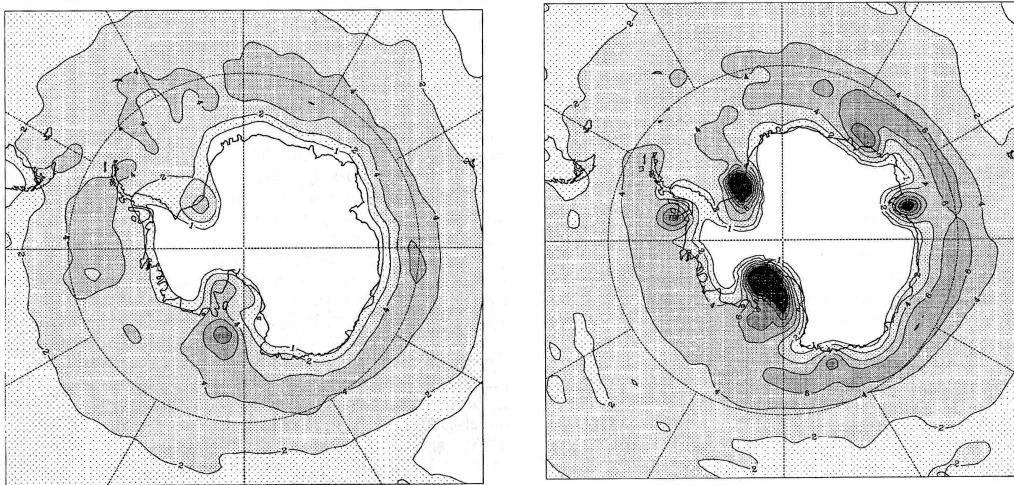


FIG. 1.13: Densité de système cycloniques pour les mois de DJF (à gauche) et JJA (à droite) de la période 1958-1997. L'intervalle entre les iso-densités est $2 \cdot 10^{-3} (deg.)^{-2}$. (Turner et Pendlebury, 2004).

Et tous ces systèmes ne font pas que passer, ils naissent et meurent autour du continent. On parle respectivement de cyclogénèse et de cyclolyse. Sur la Fig. 1.14, on observe plusieurs zones dont le taux de cyclogénèse est très élevé. Le taux de cyclolyse est plus élevé que celui de cyclogénèse dans la plupart des secteurs, les exceptions étant la Terre de Oates et le Déroit de Drake.

1.3.2 Les mésocyclones

Les cyclones synoptiques sont relativement faciles à prévoir, et pourtant, les prévisions polaires demeurent souvent de qualité moyenne. Cela vient de la rapidité de la formation

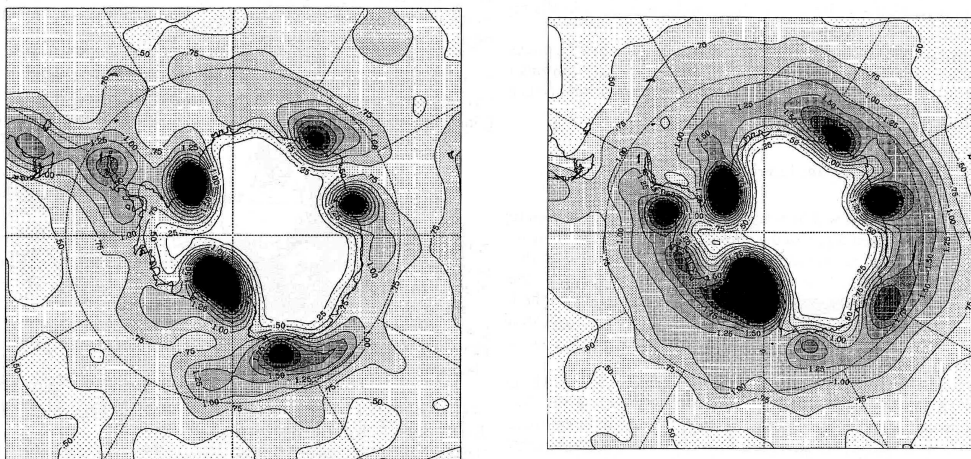


FIG. 1.14: Taux de cyclogenèse (à gauche) et cyclolise (à droite) pour les mois JJA de la période 1958-1997. L'intervall entre les contours est $0.25 \times 10^{-3} \text{ cyclones}(\text{deg.})^{-2} \cdot \text{jour}^{-1}$. (Turner et Pendlebury, 2004).

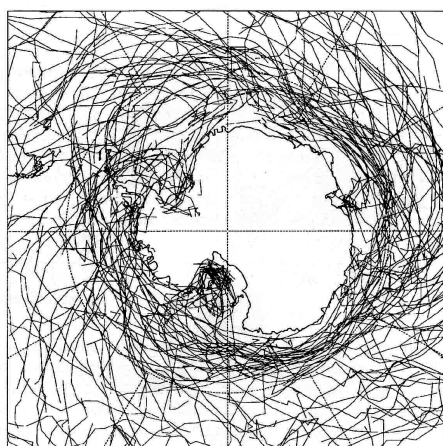


FIG. 1.15: Chemins suivis par les cyclones en Juillet 1996 et 1997. (Turner et Pendlebury, 2004).

et du développement de certains systèmes météorologiques, ainsi que de la relative pauvreté des champs initiaux dans les modèles de prévision. L'échelle spatiale concernée est l'échelle méso-météorologique, entre 2 km et 2000 km si l'on s'en réfère à la classification de Orlanski (1975).

Ainsi, on parlera de mésocyclones pour désigner l'ensemble des dépressions de méso-échelle qui se situent en Arctique ou en Antarctique, au delà du principal front polaire. Ce terme comprend une grande variété de systèmes météorologiques, des insignifiants sans signature nuageuse jusqu'aux perturbations intenses associées à des tempêtes de neige. Il est primordial de savoir prédire les mésocyclones les plus intenses pour assurer sereinement les opérations scientifiques aériennes ou maritimes. C'est donc sur ce type de mésocyclones, généralement appelés « dépressions polaires » que se concentre la communauté internationale. Les membres de l'EPLWG (European Polar Lows Working Group) ont d'ailleurs précisé cette définition : ils appellent dépressions polaires (*polar lows*) les mésocyclones maritimes intenses, de taille inférieure à 1000 km, associées à des vents de surface supérieurs à 15 m.s^{-1} . Il semble qu'avec cette définition les dépressions polaires correspondent surtout aux cas observés en Arctique, par exemple en Mer de Norvège (Meteorologisk Institut, <http://www.met.no>). En Antarctique, la limite de 15 m.s^{-1} semble très restrictive, et on parlera donc plutôt de mésocyclones intenses dans la suite de ce rapport. Retenons surtout que l'intensité d'un mésocyclone dépend fortement du cas étudié. Les nombreuses analyses (Rasmussen et Turner, 2003, ch.2) ont montré que les mésocyclones antarctiques se forment dans des endroits privilégiés : d'une part dans les zones de confluence des vents catabatiques, sur les côtes ou sur les plate-formes glaciaires ; mais aussi sur les fronts eau libre - glace de mer, où la discontinuité de tous les paramètres peut facilement engendrer des instabilités baroclines.

En Mer de Ross, la région où on a observé le plus de mésocyclones est la partie Ouest, incluant Terra Nova Bay, et Byrd Glacier (Bromwich, 1989, 1991, Carrasco et Bromwich, 1993). Ces derniers suggèrent que l'apport d'air froid par les vents catabatiques provoque une zone barocline plus à l'Est, quand il rencontre l'air venant d'Antarctique de l'Ouest, plus maritime ; ensuite, un cyclone synoptique passant au Nord de la Mer de Ross peut activer le développement du cyclone. Ce scénario pourrait également être amplifié par le mécanisme d'étirement de vortex (Carrasco et Bromwich, 1995, Carrasco *et al.*, 1997).

Enfin, il est intéressant de noter que les mésocyclones antarctiques, même très violents, sont essentiellement des phénomènes de surface, à relativement faible extension verticale. Ceci les distingue fortement des cyclones tropicaux qui sont associés à des cumulonimbus dont le sommet dépasse souvent 10000 m de hauteur. Ces derniers ont par ailleurs une échelle spatiale plus large que les dépressions polaires, et sont plus nettement intenses du point de vue de la dépression et des vents de surface.

1.3.3 Physique des mésocyclones

Rasmussen et Turner (2003, ch.4) reviennent sur les différentes origines physiques possibles des mésocyclones.

L'instabilité barocline

Ce type d'instabilité intervient lorsque la température varie sur les surfaces isobares (ie on a un gradient horizontal de température). Si on considère un écoulement initialement parallèle au gradient de température, la moindre perturbation des lignes de gradient thermique va

pouvoir s'amplifier. Ceci est rendu possible par l'ajustement géostrophique (équilibre pression-Coriolis), et la plongée d'air froid en parallèle de la montée d'air chaud. Cette instabilité est donc favorisée dans les zones frontales. Ce processus explique bien la formation des cyclones synoptiques, mais ce n'est pas évident pour les mésocyclones polaires car leur taille est plus petite que les longueurs d'onde habituelles des perturbations baroclines, et les masses d'air froides sont relativement fines.

De nombreuses études de modélisation ont montré que l'instabilité barocline joue un rôle dans la formation de dépressions polaires confinées dans les 200 à 300 premiers hPa de l'atmosphère. Il faut la présence d'un front de température, et en plus la stabilité statique ne doit pas être trop élevée.

Beaucoup d'études récentes se sont concentrées sur le développement de mésocyclones dans un environnement de « reverse shear flow ». Cela correspond à un écoulement dans lequel le vent thermique (Holton, 1992) est de direction opposée à l'écoulement moyen, tous deux restant parallèles. Dans ce type de configuration inhabituelle, l'amplitude du vent décroît avec l'altitude. Dans ce cas, l'instabilité barocline croît différemment, et conduit rapidement à des mésocyclones de l'ordre de 1000 km, avec des vents importants.

Notons aussi que le vent catabatique peut jouer un rôle dans la cyclogenèse, en amenant des masses d'air froid dans les régions côtières, renforçant ainsi la baroclinicité (Heinemann et Klein, 2003).

Enfin, il est souvent suggéré que l'instabilité barocline à elle seule ne suffirait pas à assurer le développement complet d'un mésocyclone.

Les instabilités thermiques

De nombreux auteurs suggèrent que l'instabilité convective du 2nd type (CISK, *Convective Instability of the Second Kind*), via les flux de chaleur latente, joue un rôle important dans le développement d'un mésocyclone initié par une instabilité barocline. Ce mécanisme souvent utilisé pour décrire les cyclones tropicaux est basé sur un développement du cyclone par des rétroactions positives entre la convection à grande échelle et les processus de condensation/évaporation dans les panaches convectifs.

Enfin, ces dernières années, beaucoup se sont intéressés aux interactions air-mer pour expliquer le développement de mésocyclones préexistants (EPLWG workshop, Tromsø 2005). Des échanges de flux de chaleur entre atmosphère et océan modifient la structure thermique de l'air, qui doit ensuite s'ajuster pour maintenir la balance géostrophique. Des rétroactions liées aux flux de chaleur verticaux interviennent ensuite.

L'instabilité barotrope

Ce type d'instabilité intervient lorsqu'il y a un cisaillement horizontal important dans un écoulement de type « Jet ». Elle croît en extrayant l'énergie cinétique de l'écoulement principal (Holton, 1992).

Une grande partie des études ont montré que cette instabilité n'intervenait que très peu dans la croissance des mésocyclones. Néanmoins, lorsque des masses d'air convergent sur des bandes étroites, on observe fréquemment des mésocyclones de petite taille dans la bande de cisaillement (< 100 km). Ce type d'instabilité donne alors lieu à de la convection, qui renforce l'intensité de la dépression. Pourtant, il n'a jamais été montré que cette instabilité à elle seule pouvait conduire à la formation d'un mésocyclone.

Creusement de la vorticité potentielle

Dans un écoulement adiabatique et sans friction, la vorticité potentielle (PV) est conserv e⁴. Par contre, si une zone de la surface a une anomalie chaude, le vent de surface autour de cette anomalie sera caractérisé par une anomalie de PV cyclonique. De même, dans le cas d'une anomalie froide en surface, la circulation autour de cette dernière sera caractérisée par une anomalie de PV anticyclonique.

La PV peut aussi intervenir à un autre niveau. Aux hautes latitudes, on rencontre souvent des anomalies positives de PV dans la haute troposphère. Ces anomalies sont advectées à l'échelle synoptique. Dans des conditions de stabilité statique troposphérique forte, ces anomalies de PV se propagent très difficilement vers la couche limite. Par contre, si une masse d'air passe d'une zone englacée à une zone surplombant l'océan libre de glace, la stabilité statique troposphérique devient très faible, et l'anomalie de PV peut se propager vers le bas. Il y a alors interaction entre cette anomalie et les phénomènes de surface préexistants, et la cyclogenèse peut avoir lieu.

Etirement de vortex

Carrasco et Bromwich (1995) suggèrent que l'étirement de vortex (de colonnes d'air) pourrait engendrer des mésocyclones lorsque les masses d'air dévalent les pentes de la calotte. Cette hypothèse ne semble plus vraiment retenue, probablement parce que les vents catabatiques descendant de la calotte s'étalent en arrivant sur l'océan ou la glace de mer, inhibant ainsi le mouvement cyclonique (Gallée, 1995).

⁴La vorticité potentielle est donnée par $q = \frac{1}{\rho}(\vec{\zeta} \cdot \vec{\nabla} \theta)$, où $\vec{\zeta}$ est la vorticité totale. Lors d'un échange de chaleur (adiabatique) ou avec la friction, q varie selon $\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho}((\vec{\zeta} \cdot \vec{\nabla} \dot{\theta}) + \frac{1}{\rho}((\vec{\nabla} \times \vec{F}) \cdot \vec{\nabla} \theta)$, où \vec{F} représente la force de friction.

CHAPITRE 2

Le modèle couplé TANGO

2.1	Le modèle d'atmosphère MAR	43
2.1.1	Equations et paramétrisations	43
2.1.2	Discrétisation	44
2.1.3	Forçages et conditions initiales	44
2.2	Le modèle d'océan-glace de mer	45
2.2.1	Le modèle d'océan OPA-9.0	46
2.2.2	Le modèle de glace de mer LIM-2.0	48
2.3	Principe du couplage dans TANGO	50
2.3.1	Le coupleur OASIS-3	50
2.3.2	Principe de fonctionnement	50
2.4	TANGO-A	50
2.4.1	Déroulement des échanges	51
2.4.2	Les champs $M_i(t)$ fournis par MAR	52
2.4.3	Les champs $N_j(t)$ fournis par NEMO	54
2.5	TANGO-B	54
2.5.1	Introduction	54
2.5.2	Les champs $M_i(t)$ fournis par MAR	54
2.5.3	Les champs $N_i(t)$ fournis par NEMO	57

Résumé

Le Modèle Atmosphérique Régional (MAR), basé sur les équations primitives tridimensionnelles, est utilisé dans ce rapport. Ce modèle a été spécialement développé pour les régions polaires, et comprend entre autres un schéma radiatif dans l'état de l'art, une paramétrisation de la microphysique des nuages, un modèle de neige, et une paramétrisation du transport de la neige par le vent. Le modèle d'océan OPA-9 est également un modèle tridimensionnel aux équations primitives, dont les variables pronostiquées sont les champs de courants, de salinité, de température et la hauteur de surface. OPA-9 est couplé en interne au modèle de glace de mer LIM-2. Ce dernier repose sur une rhéologie visco-plastique, et utilise 3 couches verticales pour la thermodynamique de la glace. L'agglomérat OPA-LIM est ici utilisé en configuration régionale. Tous ces modèles sont couplés grâce au logiciel OASIS-3, et constituent le modèle couplé TANGO (Triade Atmosphère-Neige, Glace de mer, Océan). La résolution horizontale vaut 20 ou 40 km sur des grilles stéréographiques. Enfin, deux façons d'aborder le couplage sont décrites.

Abstract

A three dimensional version of the atmospheric regional mesoscale model MAR is used in this report. This primitive equation model includes among others a state-of-the-art radiative scheme, a cloud microphysics scheme, a snow model, and a blowing snow model. The ocean model is OPA-9, a three dimensional primitive equation model which prognosticates current, salinity, sea level, and temperature fields. OPA-9 is already coupled to the dynamics-thermodynamics sea ice model LIM-2. The rheology in LIM-2 is viscous-pastic, and it uses 3 vertical layers for thermodynamics. The ocean - sea ice cluster also uses a regional configuration. Those models are grouped together thanks to the software OASIS. The resulting coupled model TANGO is used with an horizontal resolution between 20 km and 40 km on stereographic grids. Two coupling methods are described.

2.1 Le modèle d'atmosphère MAR

Nous utilisons ici le modèle tridimensionnel de circulation atmosphérique méso-échelle MAR (Modèle Atmosphérique Régional). Ce modèle a été développé spécialement pour tenir compte des particularités des régions polaires.

2.1.1 Equations et paramétrisations

La partie dynamique du modèle est décrite dans Gallée et Schayes (1994). Les équations primitives sont utilisées, avec les variables (x, y, σ) ¹. L'équilibre hydrostatique est supposé, mais aucune approximation n'est faite dans l'équation de conservation de la masse. Pour représenter les échanges turbulents au delà de la couche de surface, un modèle $E - \epsilon$ est utilisé. Ce dernier permet de rendre compte de la structure de la couche catabatique.

Le cycle hydrologique est basé sur de nombreuses paramétrisations couplées aux équations thermodynamiques (Gallée, 1995, Gallée *et al.*, 2005). Quatre types d'hydrométéores sont décrits : micro-gouttelettes constituant les nuages, cristaux de glace dans les nuages, gouttes de pluie, et flocons de neige. Les paramétrisations associées sont essentiellement basées sur les travaux de Kessler (1969). La condensation et l'évaporation des gouttes sont données par les équations thermodynamiques de la saturation de l'air humide. La description de la nucléation des cristaux est basée sur le schéma de Meyers *et al.* (1992). Les processus d'autoconversion et d'accrétion sont décrits selon Lin *et al.* (1983). Les cristaux peuvent sédimenter grâce à l'équation pronostique de Levkov *et al.* (1992). Enfin, le grésil est considéré comme de la neige.

Pour prendre en considération les différents types de sol, MAR comprend un modèle de sol appelé SISVAT (Soil-Ice-Snow-Vegetation-Atmosphere Transfer, Gallée *et al.* 2005). Il s'agit d'un modèle vertical unidimensionnel. Pour l'Antarctique, il ne sera bien sur question que de neige et de glace. Le continent est supposé entièrement recouvert de neige (Gallée et Duynkerke, 1997). La couche de neige subit un métamorphisme suivant la paramétrisation du modèle de neige CROCUS (Brun *et al.*, 1992). La fraction de glace de mer est prescrite lorsque MAR est utilisé seul, et SISVAT calcule son épaisseur ainsi que la hauteur de neige qui s'y dépose. SISVAT calcule implicitement les profils de température au sein de la neige ou de la glace, les températures des surfaces, et les flux de surface qui dépendent eux-mêmes de la température.

Les flux radiatifs ont une paramétrisation détaillée par Morcrette (2002). Les propriétés optiques des nuages sont prises en compte dans le solaire et l'infrarouge en fonction de la concentration de gouttelettes d'eau et de cristaux de glace.

Les flux turbulents de surface sont calculés avec des formulations implicites. MAR calcule ainsi les flux turbulents de quantité de mouvement, de chaleur sensible, de chaleur latente, et de neige soufflée. Plus de détails concernant ces flux sont donnés dans la partie 3. La paramétrisation de la neige soufflée est entièrement décrite par Gallée *et al.* (2001). Les formulations de la turbulence sont modifiées de façon à prendre en considération le gain de stabilité de l'atmosphère due à la présence de neige. La neige déposée sur le sol est érodée pour une vitesse de vent au delà d'un certain seuil dépendant des propriétés de la neige. La neige soufflée est ensuite réintroduite dans le cycle hydrologique précédemment décrit.

¹ $\sigma = \frac{p - p_{top}}{p_{surf} - p_{top}}$, avec $p_{top} = 0,1 \text{ hPa}$ dans le modèle.

2.1.2 Discrétisation

MAR fonctionne avec une grille cartésienne obtenue par projection stéréographique polaire de la sphère terrestre sur un plan (voir Fig. 2.1). La résolution spatiale utilisée dans l'ensemble des simulations présentées vaut 20 ou 40 km. Le pas de temps de la dynamique associé à ces résolutions est respectivement de 60s et 120s. On utilise ici 33 niveaux verticaux resserrés près de la surface, et d'autant plus espacés qu'ils sont proches de 0,1 hPa (sommet du modèle). Le premier niveau est situé à 3 m dans quelques simulations, mais il est à 10 m la plupart du temps.

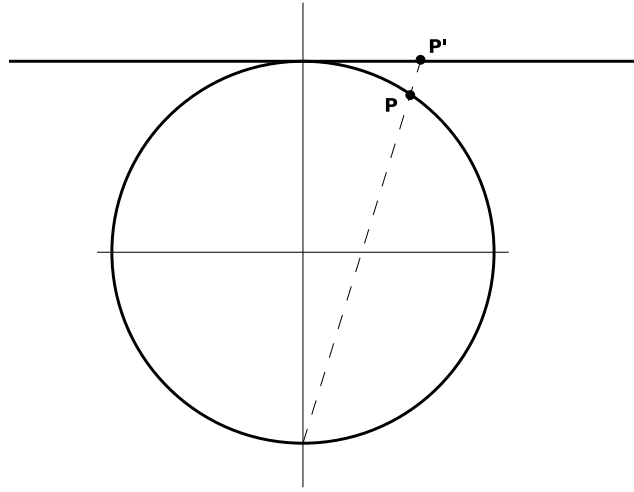


FIG. 2.1: Principe de la projection stéréographique polaire. **P** est le point du globe, et **P'** sa représentation sur la grille de MAR.

La topographie de MAR est calculée à partir de l'*Antarctic Digital Elevation Model* de résolution 1 km (Liu *et al.*, 2001). Elle est interpolée sur la grille de MAR via le logiciel NESTOR (NEsting ORganization for the preparation of meteorological and surface fields in regional model). Lors de ce calcul, la variance du relief à 1 km de résolution est calculée sur chaque point de la grille de MAR, de façon à pouvoir prendre en compte ce relief sous-maille dans le calcul de la rugosité orographique (voir partie 3).

2.1.3 Forçages et conditions initiales

Lorsqu'il fonctionne seul, MAR est forcé par les réanalyses ERA-40 (voir partie 1.2.3) en surface et aux frontières latérales. En surface, il reçoit la SST et la fraction de glace de mer. Le forçage latéral se fait dans une zone de 7 points de grille, un fixé, et 6 relaxés. Notons a l'une des variables de MAR qui doit être relaxée, où a représente les vitesses du vent, la température ou l'humidité. Notons a_{LS} la valeur du même champ mais à grande échelle (ie celui des réanalyses). Comme l'indiquent Marbaix *et al.* (2003), l'évolution du champ a_j au point j (j vaut 1 sur le bord) est alors donnée par :

$$\begin{cases} a_1 &= a_{LS,1} \\ \frac{\partial a_j}{\partial t} &= \left(\frac{\partial a_j}{\partial t} \right)_{MAR} - N_j(a_j - a_{LS,j}) + D_j \nabla^2(a_j - a_{LS,j}) \\ j &\in \{2 \dots 7\} \end{cases} \quad (2.1)$$

où $\left(\frac{\partial a_j}{\partial t} \right)_{MAR}$ est la dérivée calculée par la physique de MAR, N_j représente le coefficient de relaxation Newtonien (Davies, 1976), et D_j le coefficient de relaxation diffusive. En fait, chaque N_j correspond à la raideur du « ressort de rappel », et chaque D_j à un coefficient de diffusion horizontale de la différence MAR-réanalyse. Pour MAR, le profil de relaxation est parabolique, c'est à dire que pour les 6 points :

$$N_j \propto \left(\frac{8-j}{6} \right)^2 \quad (2.2)$$

le coefficient de proportionnalité dépendant de la résolution, de façon à minimiser des réflexions numériques parasites. Le coefficient de diffusion a aussi le même type de profil parabolique.

Enfin, lors du lancement d'une simulation, on utilise des conditions initiales. Elles sont généralement issues d'ERA-40 et directement interpolées sur l'ensemble du domaine de MAR. Ceci permet de gagner du temps de calcul, car on peut alors utiliser les premiers pas de temps des simulations dans les analyses climatiques. La Fig. 2.2 schématise les forçages de MAR.

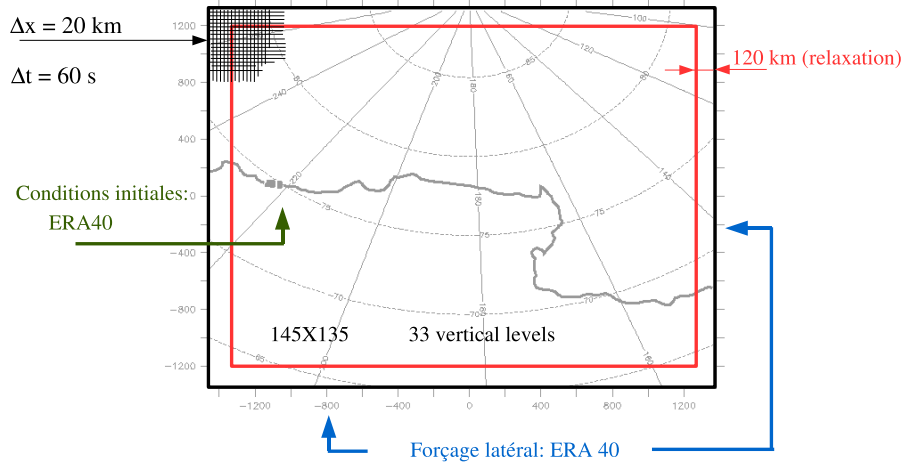


FIG. 2.2: Schéma illustrant les forçages de MAR à 20 km de résolution.

2.2 Le modèle d'océan-glace de mer

Nous avons choisi d'utiliser le modèle NEMO (*Nucleus for European Modelling of the Ocean*) agglomérant océan et glace de mer, parce qu'il est dans l'état de l'art, et a déjà

fait ses preuves. NEMO est constitué du code océanique OPA-9 (Océan PARallélisé) développé au LOCEAN (Laboratoire d’Océanographie et du Climat : Expérimentations et Approches Numériques) en France, et du code de glace de mer LIM-2 (Louvain Ice Model) développé à l’UCL (Université catholique de Louvain-la-Neuve) en Belgique. Cet agglomérat est une composante du GCM IPSL-CM4 utilisé par le GIEC 2007 (voir partie 1.2.4). D’autre part, il est utilisé en mode forcé pour le projet franco-russo-germano-finlandais DRAKKAR (<http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar>) qui construit des simulations réalistes à différentes échelles, et sur le long terme.

2.2.1 Le modèle d’océan OPA-9.0

Equations et paramétrisations

Comme pour MAR, le modèle repose sur les équations primitives, mais les coordonnées utilisées sont (x, y, z) . Dans ces équations, on effectue l’approximation hydrostatique, l’hypothèse de la couche mince, et l’approximation de Boussinesq². En plus des équations similaires à celles de MAR, la conservation du sel et de la chaleur sont exprimées, ainsi qu’une équation d’état liant la masse volumique à la température, la salinité, et la pression. Tout ceci est décrit en détail par Madec (2007) (voir aussi Madec *et al.* 1998). Les valeurs des constantes choisies pour nos simulations se trouve dans la *namelist* en Annexe.

La diffusion horizontale (de S , T , ou \vec{p}) à une échelle inférieure à la maille se fait avec un coefficient de diffusion proportionnel à la résolution zonale au cube, avec un opérateur bi-harmonique (double laplacien). Ceci permet de dissiper l’énergie des processus sous-maille en interférant le moins possible avec les tourbillons résolus par le modèle.

La turbulence de la couche de mélange est calculée comme dans l’atmosphère, avec une équation pronostique pour la TKE, et une fermeture d’ordre 1.5, avec un coefficient de diffusion turbulente proportionnel à \sqrt{TKE} (Cailleau, 2004). L’équation de prédiction de la TKE sous estime la diffusion turbulente dans les régions de faible stratification. La convection est donc améliorée avec le schéma de diffusion verticale augmentée décrit par Lazar (1997); celui-ci augmente les coefficients de diffusion turbulente en dessous d’un certain seuil sur la fréquence de Brunt-Vaissala³.

Le long des côtes, une condition de glissement sans frottement est utilisée, alors qu’au fond une formulation hydrodynamique de masse est utilisée, avec un coefficient de friction $C_D = 10^{-3}$. D’autre part, notre configuration d’OPA a une surface libre, dont la hauteur est calculée avec la conservation de la masse (variable pronostique).

OPA utilise une grille d’Arakawa de type C (voir Fig. 2.3, et Haltiner et Williams 1975 pour plus de précisions). De façon schématique, la température T et la salinité S sont calculées sur les points **T**, alors que les flux sont calculés aux points **U** et **V**.

La configuration régionale *ross*

OPA-9.0 permet de choisir un grand nombre de configurations différentes. Celle que nous utilisons est extraite de la configuration ORCA-0.25 dont la résolution fait $0,25^\circ$. Il s’agit

²l’approximation de Boussinesq consiste à négliger les fluctuations de densité, sauf pour leur contribution dans la force de flottabilité

³fréquence de Brunt Vaisala : $N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$.

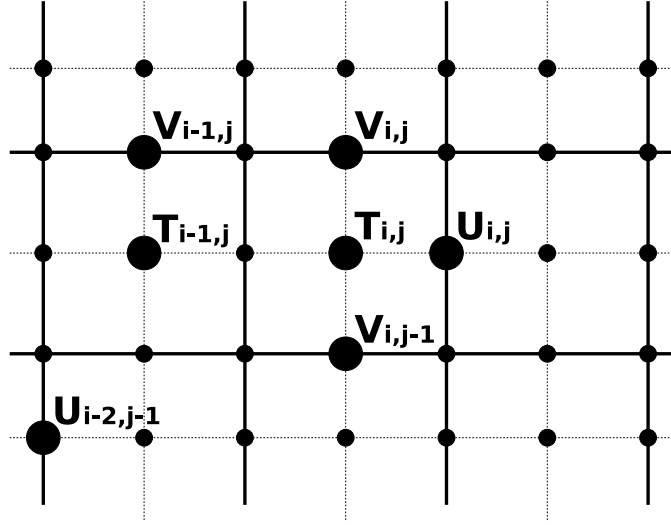


FIG. 2.3: La grille C d'OPA. Les coordonnées de chaque maille sont repérées par (i, j) . Au centre des mailles se trouvent les points $T_{i,j}$; les points $U_{i,j}$ et $V_{i,j}$ sont respectivement au centre du bord droit ou supérieur. Des exemples de points sont indiqués sur le schéma, en gras.

d'une configuration régionale, utilisant une grille cartésienne sur une projection stéréographique, d'une résolution de 20 km. Le pas de temps associé est ainsi de 2160s (0h36). Cette configuration a été développée par P. Mathiot, au LEGI/MEOM, et porte le nom de *ross*.

Sur la verticale, le modèle utilise 46 niveaux resserrés en surface, avec un premier niveau à 1,5 m, et un dernier niveau à 5460 m. La bathymétrie est calculée à partir des données de Smith et Sandwell (1997) du National Geographic Data Center, et des données BedMap au sud de 72°S (Lythe *et al.*, 2001). Notre configuration utilise l'option *partial step*, c'est à dire que le niveau correspondant au fond de l'océan a une profondeur réelle issue de moyenne de la bathymétrie sous-maille, et non une profondeur imposée comme les niveaux supérieurs (Barnier *et al.*, 2006).

Conditions initiales, spin-up et forçages

L'océan a un temps d'ajustement (*spin-up*) beaucoup plus long que l'atmosphère, surtout en ce qui concerne la formation des masses d'eau. Pour réduire le spin-up, des conditions initiales sont utilisées. Pour les simulations longues, de type DRAKKAR⁴, des climatologies de T et S sont utilisées; il faut néanmoins laisser un temps de stabilisation au modèle. En ce qui concerne notre configuration régionale, nous utiliserons un état initial issu de la simulation globale G-70 de DRAKKAR; cette dernière ayant simulé une cinquantaine d'année, on peut penser que l'ajustement que nécessiterait la configuration régionale est faible.

Ensuite, la configuration régionale nécessite des conditions aux frontières. A la différence

⁴DRAKKAR est un projet européen visant à développer une communauté de modèles à différentes résolutions dans l'état de l'art, afin de fournir une représentation détaillée de la circulation océanique mondiale de ces 50 dernières années. L'une des simulations phare du projet est appelée G70, et simule la période 1954-2004. Les forçages atmosphériques utilisés pour G70 sont décrits dans la partie 4.3. Plus de détails sont disponibles sur <http://www-meom.hmg.inpg.fr/Web/Projets/DRAKKAR/index.html>

de MAR, des conditions de frontières ouvertes radiatives sont utilisées (Cailleau, 2004). Pour chaque variable a de la frontière (uniquement), on a :

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -c_x \frac{\partial a}{\partial x} - c_y \frac{\partial a}{\partial y} - N(a - a_{LS}) \quad (2.3)$$

où c_x et c_y sont les vitesses de phase des perturbations rentrant ou sortant du domaine, N le coefficient de relaxation, et a_{LS} la valeur de a avec laquelle on veut forcer OPA. c_x et c_y sont calculés à partir des variables pronostiques a du modèle. Prenons le cas d'une frontière Ouest (gauche pour notre configuration) : si $c_x > 0$ (radiation entrante), N est pris suffisamment grand pour que la radiation soit négligeable devant la relaxation ; si $c_x < 0$ (radiation sortante), N est moins important, et les perturbations internes s'évacuent.

Enfin, si OPA fonctionne seul, il a besoin de conditions en surface. Le modèle prend les champs météorologiques classiques : précipitations, température de l'air, humidité de l'air, vitesse du vent, et rayonnements SW et LW descendant. Ces champs peuvent provenir de différents jeux de données, que ce soient des réanalyses ou des sorties de modèle (des exemples seront détaillés dans la partie 4.3). Les conversions des champs météorologiques en flux turbulents se font dans OPA, selon les formulations aérodynamiques de masse de Large et Yeager (2004).

2.2.2 Le modèle de glace de mer LIM-2.0

Modéliser la glace

Depuis les premiers pas de la modélisation dynamique de l'atmosphère et de l'océan, l'équation de base a toujours été la même, c'est à dire celle de Navier-Stokes. Cette équation a des fondements solides (Guyon et Hulin-Jung, 2001), et est utilisée depuis plus de 30 ans dans les modèles, qui ont par ailleurs énormément évolué sur les autres aspects.

Pour la modélisation de la glace de mer, c'est assez différent. Jusqu'à la fin des années 70, la quantité de mouvement, en glace de mer était souvent modélisée avec un comportement visqueux. La viscosité était alors considérée comme valable en tant que moyenne stochastique de la plasticité (Hibler, 1977). Puis Hibler (1979) créa un modèle dynamique et thermodynamique capable de simuler la circulation bidimensionnelle de la glace de mer ainsi que son épaisseur. Ce modèle considère la glace comme un matériau visco-plastique, c'est à dire qu'elle se comporte comme un fluide visqueux pour les faibles contraintes, et comme un matériau plastique⁵ pour les contraintes plus fortes.

Actuellement, la grande majorité des modèles de glace de mer sont basés sur cette rhéologie. Le modèle de glace de mer LIM, couplé à OPA, est de ce type. Néanmoins, les fondements physiques sont faibles, et cette loi de comportement est surtout conservée dans un but de simplicité des schémas numériques. La conséquence est que les modèles de glace de mer de ce type sont fortement dépendants de paramètres ajustables.

Notons que la glace de mer a plutôt un comportement élasto-fragile (voir partie 1.1.3) qui n'est jamais directement pris en compte dans les modèles. Comme la fracturation a un impact sur les échanges thermodynamiques, la fraction de surface fracturée est généralement prescrite dans les modèles.

⁵Un matériau a un comportement plastique s'il se comporte comme un solide sous une contrainte suffisamment élevée, et flue continuellement et sans rupture sous de faibles contraintes

La dynamique de LIM-2.0

Le modèle est entièrement décrit par Fichefet et Maqueda (1997). Du point de vue de son écoulement, la glace de LIM est un milieu continu bidimensionnel. L'équation du mouvement fait intervenir la force de Coriolis, la gravité (par rapport à la pente de la surface océanique), la friction du vent et celle de l'océan, et les contraintes internes. Ces dernières font intervenir la rhéologie visco-plastique qui vient d'être décrite. Les valeurs des constantes sont précisées dans la *namelist_ice* en annexe.

En plus de la quantité de mouvement, sont advectés la fraction de glace, le volume de neige par unité de surface, le volume de glace par unité de surface, l'enthalpie de la glace par unité de surface, et la chaleur latente du réservoir d'eau salée par unité de surface. Ainsi, pour chaque variable a advectée, on a :

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{v}a) + D\nabla^2 a + S_a \quad (2.4)$$

où le premier terme du second membre représente l'advection, D est le coefficient de diffusion, et S_a est le tau de changement de a lié à la thermodynamique.

La thermodynamique de LIM-2.0

Chaque maille de NEMO a une fraction englacée, et une fraction libre de glace. Au sein de chacune des mailles, la glace est considérée comme homogène horizontalement. La glace est modélisée par 2 couches verticales homogènes, sur laquelle peut se déposer une troisième couche de neige si la surface de la glace est en dessous de 0°C. La surface supérieure échange des flux radiatifs et turbulents avec l'atmosphère, et l'équation de diffusion de la chaleur répartit cette énergie au sein des 3 couches. La glace transmet les flux radiatifs sortant à l'océan, et la température à l'interface océan/glace est fixée au point de congélation de l'eau de mer (fonction de S) pour l'océan et la glace.

L'ensemble est « posé » sur l'océan, c'est à dire qu'il n'est pas immergé sous l'effet de son poids. Néanmoins, au delà d'une certaine charge, l'eau de mer qui s'infiltrerait dans la neige immergée est prise en compte, et la neige se transforme en glace (moins épaisse). Au cours de ce processus, les échanges de chaleur latente entre l'océan et la glace sont pris en compte ; la salaison résultante, par contre, n'est pas prise en compte.

Le rayonnement solaire est partiellement absorbé au fur et à mesure de sa pénétration dans la glace. L'énergie ainsi absorbée sert à chauffer puis fondre un réservoir interne à la glace (*brine pocket*). Ce réservoir est limité à 50% du volume de glace, et au delà, c'est l'ensemble de la glace qui fond.

L'apport ou la perte de masse se fait par les chutes de neige au dessus, la sublimation, et par l'accrétion ou la fonte en dessous. Lors de la formation du « premier glaçon », l'épaisseur de la glace de mer est fixée à 30 cm. En effet, si une valeur trop faible est choisie, il peut y avoir trop de changements en un seul pas de temps, et des instabilités peuvent apparaître. Par contre, lors du processus de fonte de la glace, des valeurs plus faibles peuvent être atteintes.

Pour tenir compte des chenaux ou des petites polynies non résolues, la fraction de glace a une limite supérieure strictement inférieure à 100%. De plus, sur la glace formée dans les ouvertures, seule une partie sert à la croissance latérale de la glace ; le reste sert à la croissance verticale de la glace préexistante. Cette partie détournée vers la croissance verticale croît quand la fraction d'eau libre de la maille diminue, et vaut 1 lorsqu'on atteint la limite supérieure de fraction de glace.

Couplage interne OPA - LIM

Le couplage d'OPA et de LIM est effectué au sein du code de NEMO. Tous les 5 pas de temps d'OPA (ici, toutes les 3h), LIM effectue son calcul. LIM envoie alors à NEMO les flux radiatifs et turbulents au sommet de NEMO, ainsi qu'un flux de sel dépendant de la fonte, du rejet de sel lors du gel, et de l'évaporation dans les chenaux. NEMO envoie également ses flux de chaleurs à LIM. La friction turbulente de l'océan sur la glace $\vec{\tau}_i$ est calculée dans LIM, et la spirale d'Ekman peut être paramétrée, surtout si le niveau océanique supérieur est épais ($\vec{\tau}_i \wedge \vec{U}_{oce} \neq 0$). Ce n'est pas notre cas, donc il a été choisi $\vec{\tau}_i \wedge \vec{U}_{oce} = 0$.

2.3 Principe du couplage dans TANGO

2.3.1 Le coupleur OASIS-3

Pour le couplage de MAR et de NEMO, le logiciel **OASIS-3** a été choisi car il a fait ses preuves, entre autres dans le couplage océan-atmosphère de l'IPSL (Institut Pierre Simon Laplace). OASIS a été créé au CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique), puis développé grâce au projet européen PRISM (Project for Integrated Earth System Modelling).

Il existe d'autres coupleurs, mais la plupart sont développés pour une application très précise. Notons l'existence la version 4 d'OASIS, qui est plus performante pour les modèles parallélisés à haute résolution, et permet l'échange de tableaux 3D alors que OASIS-3 ne peut échanger que des tableaux 2D. Néanmoins, la version 3 a semblé plus flexible pour une première approche du couplage.

2.3.2 Principe de fonctionnement

OASIS-3 agit comme une exécutable mono-processeur qui pilote les échanges dans la simulation couplée, en procédant éventuellement à des interpolations et des transformations. En ce qui nous concerne, la technique de communication est basée sur le MPI1 (Message Passing Interface), et la librairie PSMILE est utilisée. Ainsi, pendant une simulation couplée, MAR tourne sur un processeur, OASIS sur un second, et NEMO sur un autre.

La Fig. 2.4 illustre le principe d'un échange via OASIS-3, pour un couplage toutes les 21600s (6h), avec un pas de temps de 60s pour MAR, et de 2160s pour NEMO. Au pas de temps précédant l'échange, MAR et NEMO envoient tous 2 les variables qu'ils ont calculées (par exemple, NEMO envoie la SST, et MAR la friction du vent). Puis OASIS procède à l'échange de ces champs au pas de temps du couplage. Plus d'informations sur OASIS-3 peuvent être trouvées dans Valcke *et al.* (2004).

2.4 TANGO-A

Nous avons testé 2 façons de coupler NEMO à MAR. Cette partie décrit la première méthode, c'est celle habituellement utilisée dans les couplages océan-atmosphère. Nous appelons **TANGO** la Triade Atmosphère-Neige, Glace de mer, Océan. Le TANGO utilisant la méthode décrite ici sera appelé **TANGO-A**. Une autre méthode, pour TANGO-B, est décrite dans la partie 2.5.

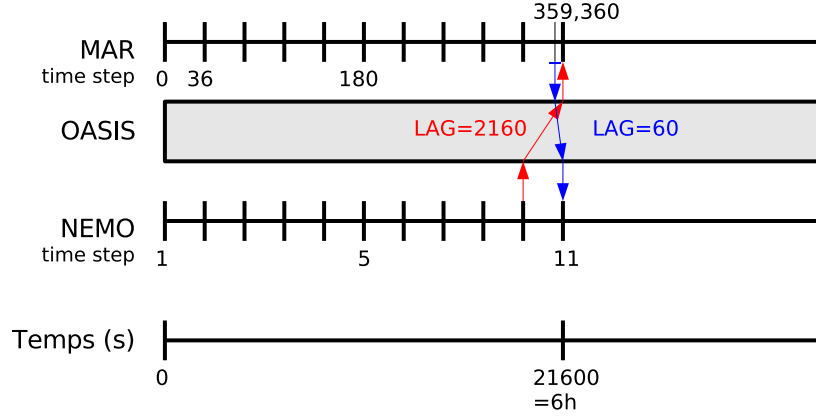


FIG. 2.4: Principe de l'échange lors du couplage avec OASIS-3.

2.4.1 Déroulement des échanges

Principe général

Aux temps de couplage, chaque modèle reçoit des champs de l'autre modèle ayant été calculés au pas précédent. Pour comprendre comment sont réalisés les échanges, considérons une configuration dans laquelle une maille atmosphérique k recouvre exactement 4 mailles océaniques l . Ceci représente exactement le cas où MAR a une résolution de 40 km et NEMO une résolution de 20 km.

On verra par la suite que tous les champs échangés sont intensifs, de par leur nature, ou parce qu'ils sont exprimés par unité de surface. Par conséquent, les champs envoyés par MAR sont placés sans modification, et de la même façon sur les 4 mailles océaniques sous-jacentes. De même, les champs envoyés par NEMO sont simplement moyennés sur 4 mailles avant d'être reçus par MAR. Cette interpolation simple se fait via OASIS.

Raccordement flux-température

La plupart des couplages océan - glace de mer - atmosphère sont basés sur un raccordement croisé température-flux. C'est à dire que :

- le modèle d'atmosphère calcule, pour une température de surface donnée par le modèle d'océan, les flux de surface (solaire, infrarouge, turbulents), puis les envoie au modèle d'océan ;
- le modèle d'océan/glace calcule, à partir de flux de surfaces donnés par le modèle d'atmosphère, les températures de surface, puis les envoie au modèle d'atmosphère ;

Le couplage MAR-NEMO fonctionne comme cela. Notons (ψ_k, θ_k) et (ϕ_l, T_l) le couple (flux d'énergie, température de surface) respectivement dans une maille du modèle d'atmosphère et dans une maille du modèle océanique. Le raccordement croisé signifie donc que :

$$\psi = f_{atm}(\theta) \text{ et } T = f_{oce}(\phi)$$

Alors, pour avoir un couplage consistant, il est indispensable d'avoir :

$$\psi = \phi \text{ et } \theta = T$$

Dufresne et Grandpeix (1996) ont montré qu'en faisant une simple relaxation⁶ pour satisfaire cette condition à l'interface atmosphère-glace, on voyait apparaître des oscillations très importantes de la température de surface de la glace de mer (plusieurs dizaines de K pour une glace de 75 cm d'épaisseur). Ils ont ensuite démontré qu'avec les ordres de grandeurs climatiques, un tel raccordement avec de la glace de mer faisait forcément diverger la solution couplée. Par contre, à l'interface océan libre - atmosphère, ce type de raccordement par relaxation donne des solutions convergentes avec les ordres de grandeurs climatiques. Ceci provient du fait que la couche de surface de l'océan est mélangée, ce qui rend la SST moins sensible aux flux atmosphériques que la température de surface de la glace.

Dufresne et Grandpeix (1996) ont finalement proposé une procédure de raccordement garantissant la conservation des flux à l'interface, et donnant une solution stable. C'est cette solution qui a été choisie pour TANGO-A.

D'abord, pour assurer la conservation de l'énergie, les champs x sont moyennés sur la période de couplage, et ce sont les moyennes \bar{x} qui sont échangées. Le modèle d'atmosphère calcule les flux solaires (s) et non solaires (ns). Comme MAR a une description statistique de la distribution océan libre/glace dans chaque maille, il va pouvoir différencier les flux sur l'océan libre et sur la glace. MAR calcule donc $\bar{\psi}_{k,o}^s$ et $\bar{\psi}_{k,o}^{ns}$, $\bar{\psi}_{k,i}^s$ et $\bar{\psi}_{k,i}^{ns}$, où les indices o et i font référence à l'océan libre et à la glace. Enfin, pour le raccordement, MAR calcule $(\frac{\partial \psi}{\partial \theta})_{k,i}$.

Ces valeurs sont ensuite envoyées sur les mailles de NEMO :

$$\begin{cases} \bar{\phi}_{l,o} &= \bar{\psi}_{k,o} \\ \bar{\phi}_{l,i} &= \bar{\psi}_{k,i} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_{k,i} (\bar{T}_{l,i} - \bar{\theta}_{k,i}) \end{cases} \quad (2.5)$$

Graçe à cette correction, on limite les défauts d'énergie. D'autre part, le fait que chacun des modèles ait une distribution statistique du type de surface dans chaque maille permet de limiter les défauts d'énergie, contrairement au cas présenté par Dufresne et Grandpeix (1996).

2.4.2 Les champs $M_i(t)$ fournis par MAR

Les champs fournis par MAR à OASIS lors du couplage sont synthétisés dans le tableau 2.1. Les notations utilisées sont les notations usuelles, qui sont détaillées dans la partie 3.1. MAR envoie les précipitations et l'évaporation ou la sublimation pour les bilans hydriques de l'océan et de la glace de mer de NEMO. Notons que la neige soufflée par le vent puis redéposée est incluse dans ce bilan ; par contre, l'érosion sur la glace de mer n'est pas prise en compte.

⁶Notons e l'épaisseur de glace de mer, et λ sa conductivité thermique. L'itération de raccordement par relaxation pour le pas de temps it est :

$$\theta(it) = T(it - 1) ;$$

$$\psi(it) = \rho_{atm} c_{pa} u \star (\theta - T_{atm}) ;$$

$$\phi(it) = \psi(it) ;$$

$$T(it) = T_f - \frac{\phi(it)e}{\lambda} ;$$

L'évaporation et la sublimation sont calculés grâce aux schémas turbulents de MAR et valent $\rho_a u_\star q_\star$.

Le flux radiatif solaire reçu par l'océan est calculé par MAR à partir du flux solaire incident Φ_{SW}^\downarrow , et de l'albédo de l'océan calculé par MAR en fonction de la couverture nuageuse c et du cosinus l'angle zénithal μ (Briegleb et Ramanathan, 1982) :

$$\begin{cases} \psi_o^s &= (1 - \alpha_o) \Phi_{SW}^\downarrow \\ \alpha_o &= \frac{0,05}{1,1\mu^{1,4} + 0,15} (1 - c) + 0,066 c \end{cases} \quad (2.6)$$

Le flux radiatif solaire reçu par la glace de mer, et calculé de la même façon, mais cette fois, l'albédo de la glace α_i est calculé par LIM (voir plus loin), puis rapatrié dans MAR :

$$\psi_i^s = (1 - \bar{\alpha}_i) \Phi_{SW}^\downarrow \quad (2.7)$$

La fraction de rayonnement solaire qui traverse la glace sans être absorbé est calculé dans LIM, et dépend de la couverture nuageuse c (Ebert et Curry, 1993). C'est pourquoi MAR envoie la fraction nuageuse à NEMO.

Le flux non solaire est calculé grâce au flux LW descendant Φ_{LW}^\downarrow (solaire, gaz, nuages), et au schéma de turbulence de MAR :

$$\begin{cases} \psi_o^{ns} &= \Phi_{IR}^\downarrow - \epsilon \sigma \bar{T}^4 + \rho_a c_{pa} u_\star \theta_\star + \rho_a L_v u_\star q_\star \\ \psi_i^{ns} &= \Phi_{IR}^\downarrow - \epsilon \sigma \bar{T}_i^4 + \rho_a c_{pa} u_\star \theta_\star + \rho_a L_s u_\star q_\star \end{cases} \quad (2.8)$$

où, pour chaque ligne, les 2 premiers termes du second membre représentent le flux infrarouge, le 3^{eme} le flux de chaleur sensible, et le 4^{eme} le flux de chaleur latente. c_{pa} est la capacité calorifique de l'air humide, et ρ_a la masse volumique de l'air en surface.

MAR envoie également la dérivée des flux non solaires par rapport à la température de surface sur la glace. Pour les flux infrarouges et de chaleur sensible, la dérivée est simple. Pour la chaleur latente, on utilise la formule de Clausius-Clapeyron (Stull, 1988). D'où :

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_i = -4\epsilon \sigma \bar{T}_i^3 - \rho_a c_{pa} u_\star C_h - \frac{0.622 \rho_a C_e L_s q_{sat}}{R \bar{T}_i^2} \quad (2.9)$$

où R est la constante de gaz parfait de l'air sec ; C_e et C_h sont les coefficients de transfert turbulent pour la chaleur latente et la chaleur sensible.

Enfin, MAR envoie une force de friction pour l'océan et pour la glace de mer. Elle est calculée grâce aux modules de turbulence de MAR et vaut :

$$\begin{cases} \vec{\tau}_o &= C_D \rho_a \left\| \vec{U}_{atm} - \vec{U}_o \right\| \left(\vec{U}_{atm} - \vec{U}_o \right) \\ \vec{\tau}_i &= C_D \rho_a \left\| \vec{U}_{atm} \right\| \vec{U}_{atm} \end{cases} \quad (2.10)$$

où C_D est le coefficient de traînée, \vec{U} est la vitesse en surface, avec l'indice o pour les grandeurs océaniques et l'indice atm pour l'atmosphère.

2.4.3 Les champs $N_j(t)$ fournis par NEMO

Les champs envoyés par NEMO à OASIS sont synthétisés dans le tableau 2.2. La SST et la température de surface de la glace de mer T_i sont bien sûr calculées par NEMO et directement envoyées à MAR. Il en est de même pour la fraction de glace de mer issue de LIM.

Pour l'albédo, il n'est pas évident de décider s'il doit être fourni par NEMO ou par MAR. On peut effectivement avancer qu'un modèle d'atmosphère est plus apte à prendre en compte les effets de l'angle azimutal et des nuages sur l'albédo. Pour l'albédo de l'océan α_o , ce choix a été fait. Par contre, pour la glace de mer, l'albédo α_i dépend en plus de l'épaisseur de la neige, et de son métamorphisme. Nous avons donc choisi d'utiliser l'albédo de LIM pour le calcul des flux de surface. Dans LIM, α_i est calculé en fonction de la température de surface et de l'épaisseur de neige, en utilisant les paramétrisations de Shine et Henderson-Sellers (1985) qui prend en compte l'état de fusion de la neige, et de Grenfell et Perovich (1984) qui prend en compte la nébulosité; ces paramétrisations ne dépendent pas de l'angle zénithal.

Enfin, NEMO fournit la vitesse des courants de surface, de façon à ce que MAR puisse calculer la friction océan-atmosphère en tenant compte de leur mouvement relatif.

2.5 TANGO-B

2.5.1 Introduction

Nous avons développé une seconde version de TANGO, dans laquelle les variables échangées ne sont pas les mêmes que dans TANGO-A. Dans cette version, alias **TANGO-B**, MAR envoie les grandeurs météorologiques usuelles (température, humidité, etc) à NEMO, qui calcule lui-même les flux turbulents, leurs dérivées, etc. La routine qui se charge de cela dans NEMO est basée sur la routine servant à construire les conditions de surface de NEMO en mode forcé⁷. Les formulations aérodynamiques de masse (*bulk*) utilisées sont celles de Large et Yeager (2004), et sont performantes sur l'océan.

Comme pour TANGO-A, ce sont les champs moyennés sur les 6 dernières heures qui sont échangés. Etant donné la non linéarité des flux turbulents, on pourrait avancer qu'il n'est pas correct d'envoyer les moyennes pour faire le produit, car la moyenne du produit est différente. Par exemple :

$$\overline{\psi}_{sens,o} = \overline{\rho_a c_{pa} C_h (T_{10} - T) \Delta U} \neq \overline{\rho}_{surf} c_{pa} \overline{C_h} (\overline{T}_{10} - T) \overline{\Delta U} \quad (2.11)$$

De ce point de vue, TANGO-A paraît donc plus correct que TANGO-B. Néanmoins, les paramétrisations de TANGO-B sont issues d'une routine de forçage de NEMO, qui a été développée pour donner de bons flux turbulents à partir des champs météorologiques moyens. De plus, ces paramétrisations sont bien adaptées à LIM et OPA, et ont été largement validées sur l'océan (Large et Yeager, 2004). Pour ces raisons, nous avons choisi de tester cette méthode de couplage. En quelque sorte, TANGO-B peut être vu comme un couplage avec modification des flux, c'est-à-dire que MAR et NEMO ne voient pas les mêmes flux.

2.5.2 Les champs $M_i(t)$ fournis par MAR

L'ensemble des champs de couplage fournis par MAR dans TANGO-B est résumé dans le tableau 2.3. Comme pour TANGO-A, MAR envoie les précipitations solides et liquides à

⁷il s'agit de la routine `flx_core.h90`

Champs envoyés par MAR à OASIS	var. MAR	Champs dont NEMO a besoin	var. NEMO
Précipitations liquides	lprecipAO	bilan hydrique	tprecip
Précipitations solides (neige+cristaux+neige soufflée)	sprecipAO	bilan hydrique solide	sprecip, tprecip
Evaporation $\rho_a u_\star q_\star$	evapAO upsnoAO	bilan hydrique	tprecip, sprecip
Flux radiatif solaire reçu par l'océan $\psi_o^s = (1 - \alpha_o) \Phi_{SW}^\downarrow$	radsolAO	Flux radiatif solaire reçu par l'océan $\overline{\psi}_o^s$	qsr_oce
Flux radiatif solaire reçu par la glace $\psi_i^s = (1 - \bar{\alpha}_i) \Phi_{SW}^\downarrow$	radsolAO	Flux radiatif solaire reçu par la glace $\overline{\psi}_i^s$	qsr_ice
Flux radiatif non solaire reçu par l'océan $\psi_o^{ns} = \Phi_{IR}^\downarrow - \epsilon \sigma \bar{T}^4 + \rho_a c_{pa} u_\star \theta_\star + \rho_a L_v u_\star q_\star$	radtotAO	Flux radiatif non solaire reçu par l'océan $\overline{\psi}_o^{ns}$	qn timer_oce
Flux radiatif non solaire reçu par l'océan $\psi_i^{ns} = \Phi_{IR}^\downarrow - \epsilon \sigma \bar{T}_i^4 + \rho_a c_{pa} u_\star \theta_\star + \rho_a L_s u_\star q_\star$	radtotAO	Flux radiatif non solaire reçu par la glace $\overline{\psi}_i^{ns}$	qn timer_oce
Dérivée des flux sur la glace $\left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right)_i = -4\epsilon \sigma \bar{T}_i^3 - \rho_a c_{pa} u_\star C_h - \frac{0.622 \rho_a C_e L_s q_{sat}}{R \bar{T}_i^2}$	DFtotAO	Dérivée des flux sur la glace $\overline{\left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right)}_i$	dqn timer_ice
Fraction nuageuse c	cloudAO	Fractions de SW qui traversent la glace sans absorption	fr1_i0, fr2_i0
Friction du vent sur l'océan/glace $\begin{cases} \vec{\tau}_o &= C_D \rho_a \ \vec{U}_{atm} - \vec{U}_o\ \left(\vec{U}_{atm} - \vec{U}_o\right) \\ \vec{\tau}_i &= C_D \rho_a \ \vec{U}_{atm}\ \vec{U}_{atm} \end{cases}$	TauxuAO TauxyAO TauxvAO TauxvAO	Friction du vent sur l'océan/glace $\vec{\tau}_o$ et $\vec{\tau}_i$	taux tauy

TAB. 2.1: Echanges de MAR vers NEMO dans TANGO-A.

Champs envoyés par NEMO à OASIS	var. NEMO	Champs dont MAR a besoin	var. MAR
SST T	tn	SST \overline{T}	srftAO
température de surface glace T_i	tn_ice	température de surface glace \overline{T}_i	srftAO
fraction de glace de mer s	1. - frld	fraction de glace de mer \overline{s}	sicsAO
albédo glace α_i	alb_ice	albédo glace $\overline{\alpha}_i$	albAO
courant de surface \vec{U}_o	un vn	friction sur l'océan/glace $\vec{\tau}_o = C_D \rho_a \ \vec{U}_{atm} - \vec{U}_o\ (\vec{U}_{atm} - \vec{U}_o)$	TauxuAO TauyuAO TauxvAO TauyvAO

TAB. 2.2: Echanges de NEMO vers MAR dans TANGO-A.

NEMO. MAR envoie aussi la fraction nuageuse c , afin que LIM calcule l'albédo de la glace α_i . Une différence par rapport à TANGO-A est que l'albédo de l'océan α_o est calculé dans NEMO. Par conséquent, MAR doit envoyer le cosinus de l'angle zénithal μ à NEMO.

Ensuite, MAR fournit les flux radiatifs descendant Φ_{SW}^\downarrow et Φ_{LW}^\downarrow , et c'est NEMO qui calcule ensuite ce qui pénètre dans l'océan ou la glace :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \psi_o^s & = & (1 - \alpha_o) \overline{\Phi}_{SW}^\downarrow \\ \psi_i^s & = & (1 - \alpha_i) \overline{\Phi}_{SW}^\downarrow \\ \psi_o^{IR} & = & \overline{\Phi}_{LW}^\downarrow - \epsilon \sigma T^4 \\ \psi_i^{IR} & = & \overline{\Phi}_{LW}^\downarrow - 0,95 \epsilon \sigma T_i^4 \end{array} \right. \quad (2.12)$$

où le 0,95 de la dernière équation est une correction de l'émissivité pour la glace.

MAR envoie ensuite la vitesse du vent à 10 m \vec{U}_{10} , la température de l'air à 10 m T_{10} , et l'humidité spécifique à 10 m q_{10} . NEMO les reçoit donc sous forme de moyennes de 6h. L'ensemble de ces champs sert à calculer les coefficients de transfert C_D , C_h , et C_e , selon la théorie de Monin-Obukov, comme décrit par Large et Yeager (2004). Les flux de chaleur turbulents ψ_{sens} et ψ_{lat} , et l'évaporation $evap$ sont ensuite calculés avec ces coefficients :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \psi_{sens,o} & = & \rho_a c_{pa} C_h (\overline{T}_{10} - T) \Delta U \\ \psi_{sens,i} & = & \rho_a c_{pa} C_i (\overline{T}_{10} - T) \overline{U}_{10} \\ evap_o & = & \rho_a C_e (q_{sat} - \overline{q}_{10}) \Delta U \\ evap_i & = & \rho_a C_i (q_{sat} - \overline{q}_{10}) \overline{U}_{10} \\ \psi_{lat,o} & = & -L_v evap_o \\ \psi_{lat,i} & = & -L_s evap_i \\ \Delta U & = & \left\| \vec{U}_{10} - \vec{U}_o \right\| \\ C_i & = & 1,63.10^{-3} \end{array} \right. \quad (2.13)$$

Par contre, c'est toujours MAR qui se charge de calculer la friction ; il l'envoie directement à NEMO, comme dans TANGO-A.

2.5.3 Les champs $N_i(t)$ fournis par NEMO

Les champs fournis par NEMO sont les mêmes que dans TANGO-A, à la différence près que NEMO calcule lui-même l'albédo de l'océan, grâce au cosinus de l'angle zénithal et à la fraction nuageuse fournis par MAR :

$$\alpha_o = \frac{0,05}{1,1\overline{\mu}^{1,4} + 0,15} (1 - \bar{c}) + 0,066 \bar{c} \quad (2.14)$$

Champs envoyés par MAR à OASIS	var. MAR	Champs dont NEMO a besoin	var. NEMO
Précipitations liquides	lprecipAO	bilan hydrique	tprecip
Précipitations solides (neige+cristaux+neige soufflée)	sprecipAO	bilan hydrique solide	sprecip, tprecip
Flux solaire incident Φ_{SW}^\downarrow	radsolAO	Flux radiatif solaire reçu $\psi_o^s = (1 - \alpha_o)\overline{\Phi}_{SW}^\downarrow$ $\psi_i^s = (1 - \alpha_i)\overline{\Phi}_{SW}^\downarrow$	qsr_oce qsr_ice
Flux IR descendant Φ_{IR}^\downarrow	radtotAO	Flux IR reçu par l'océan $\psi_o^{IR} = \overline{\Phi}_{LW}^\downarrow - \epsilon\sigma T^4$ $\psi_i^{IR} = \overline{\Phi}_{LW}^\downarrow - 0,95\epsilon\sigma T_i^4$	qnsr_oce qnsr_ice
Vent à 10 m U_{10}	u_10_AO v_10_AO	coefficients C_D , C_e , et C_h	C_d C_h, C_e
Humidité à 10 m q_{10}	q_10_AO	Flux de chaleur latente et evap $evap = \rho_a C_e (q_{sat} - \bar{q}_{10}) \Delta U$ $\psi_{lat} = -L_v evap$ idem sur la glace de mer, avec C_i et L_s	ev_oce qla_oce ev_ice qla_ice
Température à 10 m T_{10}	t_10_AO	Flux de chaleur sensible $\psi_{sens,o} = \rho_a c_{pa} C_h (\bar{T}_{10} - T) \Delta U$ $\psi_{sens,i} = \rho_a c_{pa} C_i (\bar{T}_{10} - T_i) \Delta U$	qsb_oce qsb_ice
Fraction nuageuse c	cloudAO	-Fractions de SW qui traversent la glace sans absorption -albédo de l'océan α_o	fr1_i0 fr2_i0 alb_oce
Cosinus de l'angle zénithal μ	czenAO	albédo de l'océan $\alpha_o = \frac{0.05}{1.1\bar{\mu}^{1.4} + 0.15} (1 - \bar{c}) + 0.066\bar{c}$	alb_oce
Friction du vent sur l'océan/glace $\begin{cases} \vec{\tau}_o = C_D \rho_a \ \vec{U}_{atm} - \vec{U}_o\ (\vec{U}_{atm} - \vec{U}_o) \\ \vec{\tau}_i = C_D \rho_a \ \vec{U}_{atm}\ \vec{U}_{atm} \end{cases}$	TauxuAO TauyuAO TauxvAO TauyvAO	Friction du vent sur l'océan/glace $\vec{\tau}_o$ et $\vec{\tau}_i$	taux tauy

TAB. 2.3: Echanges de MAR vers NEMO dans TANGO-B.

Champs envoyés par NEMO à OASIS	var. NEMO	Champs dont MAR a besoin	var. MAR
SST T	tn	SST \bar{T}	srftAO
température de surface glace T_i	tn_ice	température de surface glace \bar{T}_i	srftAO
fraction de glace de mer s	1. - frld	fraction de glace de mer \bar{s}	sicsAO
albédo océan α_o	alb_oce	albédo océan $\bar{\alpha}_o$	albAO
albédo glace α_i	alb_ice	albédo glace $\bar{\alpha}_i$	albAO
courant de surface \vec{U}_o	un vn	friction sur l'océan/glace $\vec{\tau}_o = C_D \rho_a \ \vec{U}_{atm} - \vec{U}_o\ (\vec{U}_{atm} - \vec{U}_o)$	TauxuAO TauyuAO TauxvAO TauyvAO

TAB. 2.4: Echanges de NEMO vers MAR dans TANGO-B.

CHAPITRE 3

Tests préliminaires au couplage : Sensibilité de MAR (seul) à la paramétrisation de la rugosité orographique et à la fraction glace de mer

3.1	Théorie de la turbulence	63
3.1.1	Equations fondamentales de la turbulence	63
3.1.2	Rugosité et coefficients de transfert	63
3.1.3	Diffusivité turbulente et couche d'Ekman	65
3.2	La rugosité dans MAR	66
3.3	Tests de sensibilité à la rugosité orographique	66
3.3.1	Expériences réalisées	66
3.3.2	Existence de couloirs catabatiques	67
3.3.3	Comparaison avec les AWS	72
3.3.4	Influence de la rugosité orographique sur les cyclones	74
3.4	Sensibilité de MAR (seul) à la fraction de glace de mer	79
3.4.1	Expériences réalisées, cas étudié	79
3.4.2	Résultats	79
3.4.3	Discussion	80

Résumé

Pour appréhender au mieux le couplage, deux tests de sensibilité du modèle d'atmosphère sont réalisés. Le premier vise à connaître l'impact de la paramétrisation de la rugosité orographique sur la dynamique de MAR. Les vents catabatiques dans les Montagnes Transantarctiques s'avèrent très sensibles. Néanmoins, l'impact sur l'activité cyclonique reste limité à l'échelle synoptique dans les cas étudiés. D'autre part, des comparaisons à quelques AWS ont permis de déterminer les paramètres de rugosité à choisir pour les simulations suivantes. Le second test vise à comprendre les conséquences d'imprécisions de la fraction de glace de mer sur la dynamique de MAR. Les résultats laissent penser qu'une imprécision sur la fraction de glace de mer n'aurait pas de conséquences dramatiques pour l'atmosphère.

Abstract

To better grasp MAR's behaviour in the coupled model, two sensitivity tests are performed. The aim of the first one is to investigate the role of orographic roughness on MAR dynamics. The katabatic winds in the Transantarctic Mountains are very sensitive, whereas cyclonic activity is only sensitive at synoptic scale. Thanks to comparisons with AWS, the parametrization of orographic roughness has been optimized for the following runs. In the second test, MAR sensitivity to sea ice fraction is investigated. It is found that uncertainty on sea ice fraction should not have dramatic consequences for MAR.

3.1 Théorie de la turbulence

3.1.1 Equations fondamentales de la turbulence

Les 3 sous-parties suivantes exposent quelques points de la théorie de la turbulence qui sont nécessaires à la compréhension de la paramétrisation de la turbulence dans MAR. Ces résultats sont également utilisés tout au long de ce rapport, dans la mesure où les échanges entre océan et atmosphère sont en partie turbulents. Cette partie sert donc aussi à préciser les notations. La théorie de la turbulence atmosphérique est décrite plus en détail par Stull (1988) ou par Holton (1992).

Précisons d'abord quelles sont les zones de l'atmosphère concernées. On appelle **couche limite** la partie basse de la troposphère dans laquelle se ressentent directement les effets de la surface terrestre. Cette couche présente un temps caractéristique de l'ordre de l'heure, et son épaisseur peut aller de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres. Au sein de cette couche, on peut ensuite distinguer la **couche de surface**, qui est la partie inférieure de la couche limite, où le transport de quantité de mouvement est entièrement assuré par la turbulence, et non par la force de Coriolis ou la force de gradient de pression. L'épaisseur de ces deux couches dépend très fortement de la stabilité de la colonne d'air. Ainsi, en Antarctique, la surface très froide empêche la convection verticale, et engendre une couche limite fine et très stable.

Notons maintenant u, v, w les 3 composantes de la vitesse du vent ; θ la température potentielle ; q l'humidité spécifique ; p la pression ; f le facteur de Coriolis. Chacun de ces termes peut être décomposé en un terme moyen et un terme de fluctuation. Par exemple :

$$u = \bar{u} + u'. \quad (3.1)$$

Ainsi, si l'on introduit ces décompositions dans l'équation de l'écoulement synoptique, et que l'on moyenne cette équation en faisant l'hypothèse de la turbulence homogène horizontalement, on obtient :

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}. \quad (3.2)$$

Le dernier terme signifie que la turbulence a un effet moyen non nul sur l'écoulement. De même, on peut obtenir l'équation de conservation de la chaleur, et l'équation de conservation de l'humidité :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\bar{q}}{Dt} = \frac{S}{\rho_0} - \frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial z} \\ \frac{D\bar{\theta}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial \overline{Q_z}}{\partial z} - \frac{L_v E}{\rho_0 C_p} - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3.3)$$

où S représente les sources d'humidité, Q_z la composante de la radiation selon z , E l'évaporation, ρ_0 la masse volumique moyenne de l'air, L_v la chaleur latente de vaporisation, et c_p la capacité calorifique de l'air. Les termes de viscosité moléculaire sont négligés dans ces équations car leur effet se concentre sur les premiers centimètres de la couche de surface.

3.1.2 Rugosité et coefficients de transfert

Intéressons nous d'abord au terme $\overline{u'w'}$. Il représente le flux de quantité de mouvement, c'est-à-dire la friction turbulente de la surface sur l'atmosphère, qui s'écrit $\tau_x = \rho_0 \overline{u'w'}$. Pour

décrire cette friction dans la couche de surface, on utilise fréquemment la vitesse caractéristique de friction, définie par :

$$u_\star^2 = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Les observations ont permis d'établir une formulation plus pratique de ce terme :

$$u_\star^2 = -C_D \overline{U} \bar{u} \quad (3.5)$$

avec $\overline{U} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2}$ au dessus du sol, ou $\overline{U} = ((\bar{u} - \bar{u}_{oce})^2 + (\bar{v} - \bar{v}_{oce})^2)^{1/2}$ au dessus de l'océan. C_D est un nombre sans dimension qui dépend de la nature de la surface, de la vitesse du vent, et de la température. C_D est appelé **coefficient de trainée**. On utilise parfois le coefficient C_m tel que $C_m^2 = C_D$.

De même, les flux de chaleur sensible et de chaleur latente sont respectivement $\rho_0 \overline{\theta'w'}$ et $\rho_0 \overline{q'w'}$ (en valeurs absolues). Pour les décrire, on utilise également des grandeurs caractéristiques :

$$\begin{cases} u_\star \theta_\star &= - \overline{\theta'w'} \\ u_\star q_\star &= - \overline{q'w'} \end{cases} \quad (3.6)$$

Les observations permettent alors d'introduire 2 autres coefficients de transfert, et on peut écrire :

$$\begin{cases} \theta_\star &= C_h (\theta - T_{sol}) \\ q_\star &= C_e (q - q_{sat}) \end{cases} \quad (3.7)$$

Ces grandeurs étoilées peuvent alors servir de grandeurs caractéristiques de la couche de surface. C'est la base des relations de similitude de Monin-Obukhov. Pour une couche de surface neutre¹, les relations précédentes combinées aux mesures ont permis d'établir une loi universelle pour le profil du vent :

$$\frac{\bar{u}}{u_\star} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.8)$$

où k est la constante de von Karman, et vaut 0,4. z_0 est la **longueur de rugosité**, elle dépend des caractéristiques physiques de la surface et est obtenue expérimentalement. Elle peut varier de 10^{-5} m pour la glace très lisse à plusieurs dizaines de m au dessus de montagnes rocheuses. On parlera de **rugosité orographique** pour désigner la part de la rugosité qui décrit les effets de la topographie sur la turbulence ; celle-ci s'ajoute à la rugosité dépendant du type de surface considéré.

Si on considère maintenant une couche de surface instable ou stable, on doit respectivement ajouter la flottabilité et les flux de chaleur de surface comme grandeurs pertinentes. Le profil du vent s'écarte alors légèrement du profil logarithmique et on peut écrire :

$$\frac{\bar{u}}{u_\star} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} + \psi_u \left(\frac{z}{L} \right) \right) \quad (3.9)$$

avec ψ_u une fonction obtenue expérimentalement, et L en conditions stables donné par :

$$L = \frac{u_\star \bar{\theta} \Delta \bar{u}}{kg \Delta \bar{\theta}} \quad (3.10)$$

¹Dans une couche atmosphérique instable, une parcelle d'air écartée pour une raison donnée de sa position initiale s'en écarte exponentiellement ; dans une couche atmosphérique stable, cette parcelle revient naturellement à sa position d'origine ; une couche neutre correspond à la limite des 2 cas. On peut présumer de la stabilité d'une couche en considérant le gradient vertical de température potentielle ou pseudo-potentielle mouillée (Holton, 1992)

où $\Delta\bar{u}$ et $\Delta\bar{\theta}$ sont les variations verticales à travers la couche de surface.

En faisant correspondre ces profils de surface avec le vent géostrophique dans la couche limite supérieure, on peut enfin obtenir des lois pour les coefficients C_D , C_h , et C_e , qui dépendent de $\ln(z/z_0)$ et du nombre de Rossby, et qui sont utilisables dans l'ensemble de la couche limite (pour les expressions, voir Stull 1988, ch.7).

3.1.3 Diffusivité turbulente et couche d'Ekman

Une autre approche de la turbulence consiste à repartir des équations fondamentales de la partie 3.1.1, et à chercher à les résoudre. Comme le nombre d'inconnues est trop important, il faut fermer le problème en faisant une approximation. C'est pourquoi on suppose souvent que la turbulence agit comme une diffusion. Ainsi, en faisant une analogie avec la loi de Fick concernant la diffusion moléculaire, ou la loi de Fourier de la diffusion thermique, on peut relier le flux de quantité de mouvement $\overline{u'w'}$ au gradient vertical de vitesse moyenne. Notons que cette approche n'est pas choquante dans la mesure où les lois de Fick et de Fourier sont également phénoménologiques. Si on fait de même pour les 4 équations fondamentales, cela donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \overline{v'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ \overline{\theta'w'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \\ \overline{q'w'} = -K_e \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Les coefficients K_m , K_h , et K_e sont appelés coefficients de diffusion turbulente. K_m est aussi appelé viscosité turbulente.

Enfin, les équations 3.2 et 3.11 donnent une seule équation différentielle du second ordre. En supposant K_m uniforme, la solution stationnaire s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u} = u_g(1 - e^{-\gamma z} \cos \gamma z) \\ \bar{v} = v_g(e^{-\gamma z} \sin \gamma z) \end{array} \right. \quad (3.12)$$

avec (u_g, v_g) le vent géostrophique pris comme limite supérieure, et $\gamma = (f/2K_m)$.

La solution du profil de vitesse est la célèbre spirale d'Ekman en référence à son inventeur et à la forme de l'hodographe. La hauteur caractéristique de ce profil est $h_E = \pi/\gamma$. Cette hauteur peut servir d'estimation pour la hauteur d'une couche limite de stabilité quasiment neutre.

En conclusion, la solution d'Ekman indique que la friction due au sol 1- réduit la vitesse dans la couche limite, 2- fait passer le vent à travers des isobares, des hautes pressions vers les basses pressions. Ainsi, la friction peut causer des divergences ou des convergences d'air selon qu'on a à faire à une haute pression ou à une dépression. La conservation de la masse implique donc qu'on aura des ascendances dans les systèmes de basse pression, et des subsidences dans les systèmes de haute pression (et le contraire pour l'océan). Ce phénomène est appelé **pompage d'Ekman**.

3.2 La rugosité dans MAR

Sur l'océan libre de glace, le calcul de la longueur de rugosité est inspiré de (Wang, 2000). Elle est donnée par :

$$Z_0^{OC} = 0,0185 \frac{u_\star^2}{g} + 0,135 \frac{\nu}{u_\star} \quad (\text{m}) \quad (3.13)$$

où ν est la viscosité dynamique de l'air ; la valeur de Z_0^{OC} est majorée pour les faibles valeurs de u_\star .

Sur la neige, la longueur de rugosité en conditions lisses (sans sastrugis et sans neige soufflée) vaut $Z_0^{SN} = 5.10^{-5}$ m. S'il y a de la neige soufflée par le vent, la turbulence est modifiée et on en tient compte avec la longueur de rugosité Z_0^{BS} :

$$Z_0^{BS} = 0,536 u_\star^2 - 6,18.10^{-5} \quad (\text{m}) \quad (3.14)$$

De plus, la présence de sastrugis, quelque soit leur direction, est prise en compte avec la longueur de rugosité Z_0^{SA} , qui est paramétrée de façon à valoir environ $0,01 h_{SA}$, où h_{SA} est la hauteur des sastrugis calculée par MAR.

La longueur de rugosité orographique, elle, est calculée lors de l'interpolation de la topographie par NESTOR. Ce programme part d'une topographie à 1 km de résolution, et calcule la topographie sur la grille de MAR à 20 ou 40 km de résolution (Δx). En plus de l'altitude H_{ij} de la maille, NESTOR calcule la variance du relief sous-maille. Ainsi, pour chaque maille (i, j) de MAR, il calcule :

$$\sigma_{ij} = \langle H - \langle H \rangle_{ij} \rangle_{ij} \quad (3.15)$$

Puis il calcule le nombre de maxima locaux N_{ij} , c'est-à-dire le nombre de points de la maille (i, j) dont les 8 voisins ont une altitude inférieure d'au moins h_0 par rapport à la leur. h_0 est un paramètre ajustable que nous utilisons dans la partie suivante. Ensuite, NESTOR calcule la longueur de rugosité orographique selon l'équation de l'ECMWF, avec :

$$\begin{cases} Z_{0\ ij}^{OR} &= \frac{2\sigma_{ij}}{e^{A_{ij}-1}} \\ A_{ij} &= 0,4 \left(0,8 \frac{\sigma_{ij} N_{ij}}{\Delta x} + \frac{0,4}{\log(1+2000\sigma_{ij})} \right)^{-\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (3.16)$$

Enfin, ces différentes longueurs de rugosité s'additionnent, si nécessaire, pour intervenir dans les calculs des coefficients de transfert.

3.3 Tests de sensibilité à la rugosité orographique

3.3.1 Expériences réalisées

Les simulations font ressortir une très forte sensibilité des vents catabatiques à la longueur de rugosité orographique. Or les vents catabatiques prennent une place significative dans le développement de mésocyclones (Heinemann et Klein, 2003, Klein et Heinemann, 2001), et dans la formation de polynies côtières. Il est donc crucial que ces vents soient présents dans le modèle pour l'étude des interactions air-océan. Par conséquent, il a fallu effectuer de nombreux

tests de sensibilité afin de choisir très précisément la paramétrisation de la longueur de rugosité orographique à utiliser pour le couplage dans cette région.

Pour paramétrer finement la rugosité orographique, nous avons choisi de simuler la période s'étalant du 10 au 20 janvier 2001. Celle-ci a été analysée en détail par Bromwich *et al.* (2003) qui se sont basés sur des images satellites et des données d'AWS, afin d'analyser l'aptitude du modèle Polar-MM5 à prévoir les mésocyclones. Cette analyse est très riche car la période étudiée comporte des mésocyclones et des pics d'intensité des vents catabatiques.

Les tests de sensibilité ont été effectués pour des résolutions de 20 km et de 40 km, qui sont les résolutions auxquelles a été réalisé le couplage. Le domaine d'étude est un rectangle de 2600×2400 km centré sur la Mer de Ross ; il est plus petit que les domaines qui seront utilisés dans les chapitres suivants.

3.3.2 Existence de couloirs catabatiques

Des écoulements catabatiques descendent généralement depuis le Plateau Ouest-Antarctique vers la Plate-forme de Ross (voir Fig. 3.2 et Fig. 3.1). En arrivant dans les Montagnes Transantarctiques, ces vents s'engouffrent dans les méandres du relief, et leur énergie cinétique est en grande partie transformée en énergie cinétique turbulente (TKE). Néanmoins, certaines vallées sont suffisamment larges et longues pour que les vents catabatiques puissent traverser la chaîne de montagne. C'est notamment le cas des vallées glaciaires de David et de Reeves, vers 75°S , en amont de Terra Nova Bay, mais aussi de Byrd, vers 80°S , au Sud du Mont Mc Clintock (Fig. 3.3), ou encore de Beardmore, vers 84°S . Après avoir traversé les Montagnes Transantarctiques, ces écoulements peuvent parfois s'étendre plusieurs centaines de kilomètres au delà de la côte (Bromwich, 1989). L'imagerie satellite infrarouge permet de voir ces « couloirs catabatiques », comme sur la Fig. 3.4.

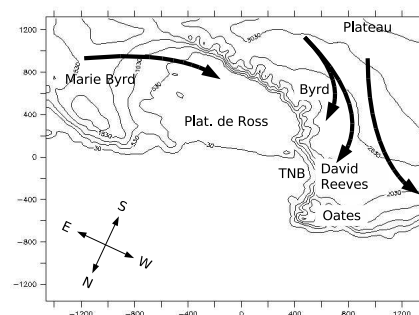


FIG. 3.1: Schéma des principaux écoulements de surface dans le secteur de la Mer de Ross.

Si la résolution spatiale utilisée était suffisamment fine, on pourrait probablement représenter ces couloirs catabatiques. Cependant la largeur de ces couloirs est au plus de 25 km, tandis que les résolutions qui nous intéressent sont 20 et 40 km. Nous avons donc à résoudre le problème suivant : soit ces vallées ne sont pas prises en compte dans le calcul de la longueur de rugosité orographique, et aucun écoulement catabatique ne traverse la chaîne de montagne ; soit on laisse place à des couloirs catabatiques dont la largeur est au dessus de la réalité.



FIG. 3.2: Plate-forme de Ross, Montagnes Transantarctiques, et Mer de Ross. Le glacier de Byrd (80°20'S) n'est pas indiqué, mais c'est celui qui se décharge dans la crique de Barne (Barne Inlet).

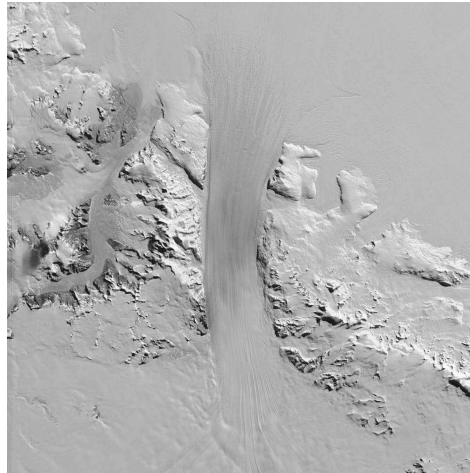


FIG. 3.3: Le Glacier de Byrd, large d'environ 25 km, et long de 136 km, traverse les Montagnes Transantarctiques pour alimenter la plate-forme de Ross. Image *Landsat*, résolution : 240m

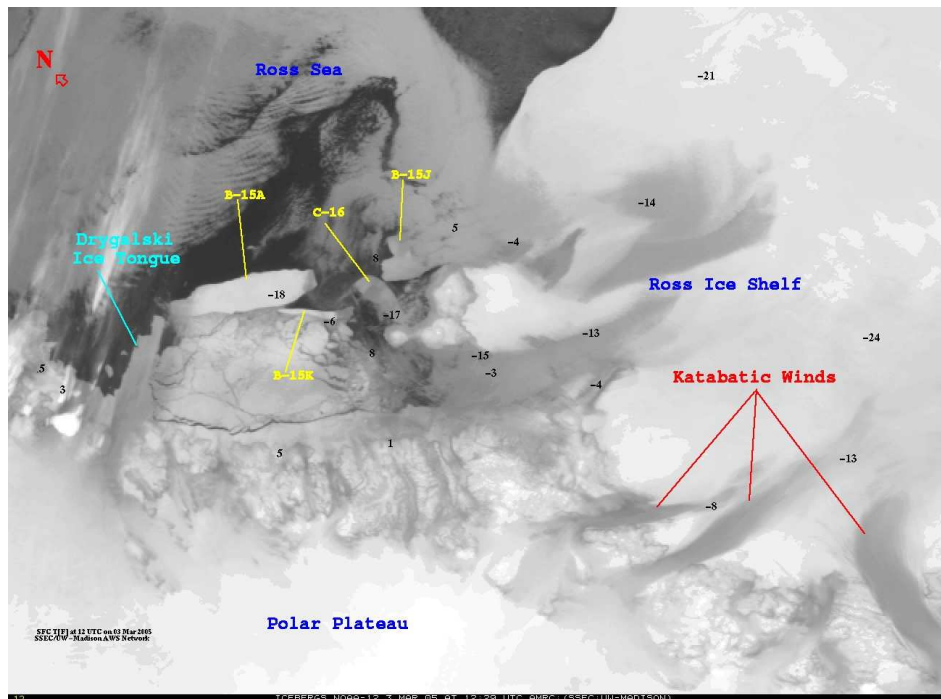


FIG. 3.4: Image satellite infrarouge de NOAA-12 du 3 mars 2005 à 12h29 UTC. La partie supérieure de l'image correspond à l'ouest de la plate-forme de Ross, et la partie inférieure aux Montagnes Transantarctiques vers Terra Nova Bay. On distingue nettement des couloirs de vents catabatiques. Les signes B-15 et C-16 correspondent à des icebergs. Image *AMRC*

Etant donné l'importance des vents catabatiques dans le secteur d'étude, il semble essentiel de simuler l'arrivée de vents catabatiques au dessus de la Plate-forme et de la Mer de Ross. Par conséquent, il faut savoir dans quelle mesure on peut reproduire des vents catabatiques réalistes en modifiant le paramètre h_0 intervenant dans le calcul de la longueur de rugosité. Il est important de préciser qu'une résolution de 20 ou 40 km est mauvaise pour étudier les vents catabatiques en détail ; l'idée est plutôt de voir comment rendre compte au mieux de leurs effets avec une telle résolution.

Les 2 sous-parties suivantes montrent pour quelles longueurs de rugosité vont exister ou non les couloirs catabatiques. Dans les parties ultérieures, nous verrons comment quantifier ces tests de sensibilité. Dans les différentes simulations effectuées, on a trouvé que la paramétrisation de la rugosité orographique avait un impact très faible sur les niveaux au delà de 600 m du sol. Les répercussions les plus importantes se font sentir au niveau le plus bas, c'est à dire dans la couche limite de surface, et c'est là que nous nous plaçons pour effectuer les tests.

Résolution de 40 km

La Fig. 3.5 représente la longueur de rugosité ainsi que les isotachs du 1^{er} niveau pour h_0 valant respectivement 50, 75 et 100 m (voir equation 3.16). Pour $h_0 = 50$ m, il n'existe que 3 passages dans la chaîne Transantarctique pour le vent venant du Plateau : le premier arrivant à Terra Nova Bay (TNB) vers 85°S, le second passant dans la vallée du glacier de Mulock (au Nord de celle du Glacier de Byrd, vers 80°S), et le troisième le long de la vallée du Glacier de Beardmore vers 75°S (voir Fig. 3.2 et 3.1).

Lorsque $h_0 = 75$ m, la longueur de rugosité devient moins importante dans plusieurs zones des montagnes Transantarctiques, et 5 passages sont « ouverts » aux vents de surface : en plus de ceux précédemment mentionnés, on en observe un vers (85°S , 190°E) dans une zone où convergent plusieurs glaciers, et un vers 83°S correspondant au glacier de Nimrod. En aval de ces vallées nouvellement ouvertes, on constate une augmentation de la vitesse de surface de 5 m.s⁻¹ en moyenne (du 10 au 20 janvier 2001). Cette augmentation n'a pas d'effet moyen au delà de quelques dizaines de kilomètres en aval du glacier. Même si on s'intéresse uniquement aux événements catabatiques, aucun effet à longue distance n'a été constaté pour cette période. Néanmoins, les mésocyclones naissent et se développent souvent au pied de la Chaîne Transantarctique, et une différence de 5 m.s⁻¹ n'est pas du tout négligeable dans ce contexte.

Enfin, pour $h_0 = 100$ m, une grande partie de la Chaîne Transantarctique est « ouverte » aux vents de surface venant du Plateau. La conséquence est une augmentation d'environ 5 m.s⁻¹ en moyenne par rapport au cas $h_0 = 50$ m, quasiment partout au pied du massif. Par rapport au cas $h_0 = 75$ m, il est intéressant de noter qu'un passage est ouvert à l'Est de Oates Lands, vers (70°S , 167°E). Des expériences précédentes nous ont montré que cette zone est particulièrement active en terme de cyclogenèse, et que ce couloir pourrait avoir un rôle important.

Dans la partie suivante, des observations sont utilisées afin de savoir quelle valeur de h_0 permet de rendre compte des vents catabatiques de façon réaliste. Les mêmes analyses ont été effectuées pour une résolution de 20 km ; celles-ci sont présentées dans l'annexe C.

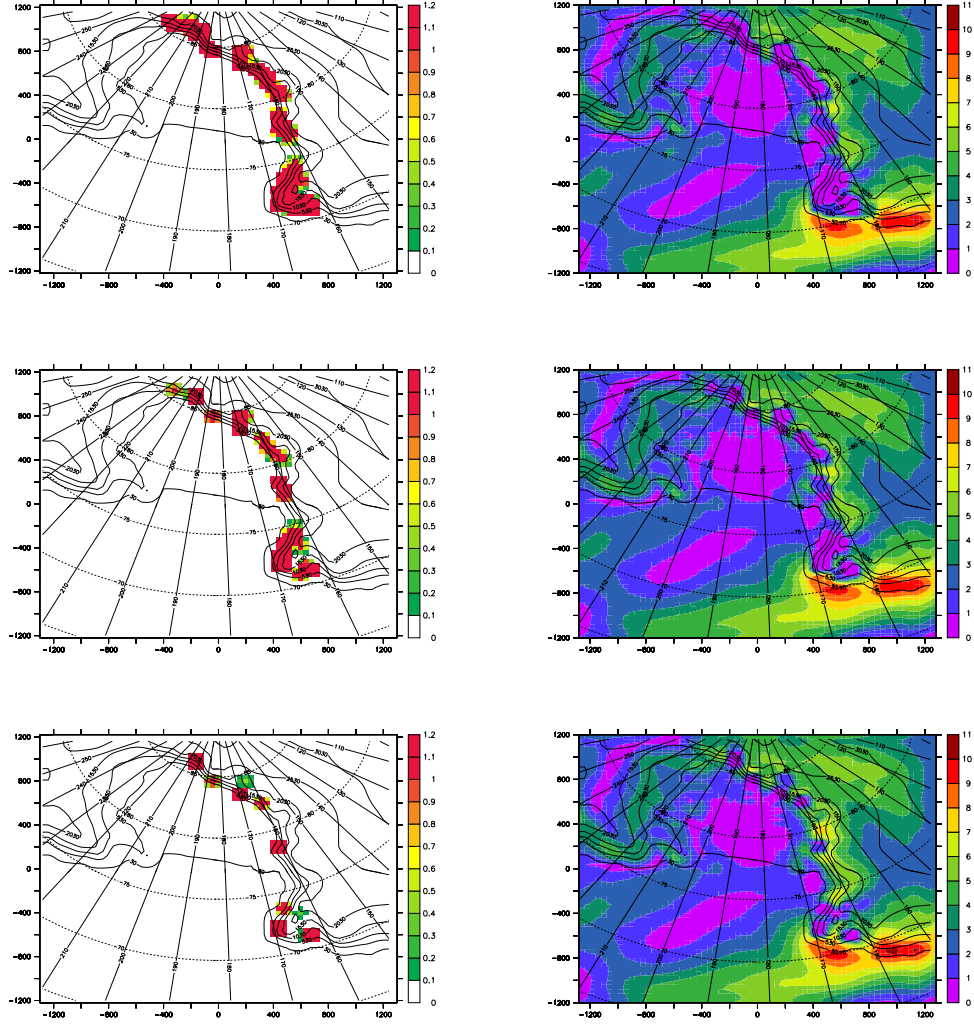


FIG. 3.5: A gauche : longueur de rugosité en mètres, pour $\Delta x = 40km$, et le premier niveau à 3 m. A droite : les couleurs correspondent à la norme du vent à 3 m (en $m.s^{-1}$), moyennée sur la période du 10 au 22 janvier 2001. Pour toutes les cartes, les contours noirs correspondent à l'altitude. En haut, $h_0 = 50$ m. Au milieu, $h_0 = 75$ m. En bas, $h_0 = 100$ m.

Influence de la hauteur du 1^{er} niveau

L'ensemble des tests de sensibilité a été effectué avec un 1^{er} niveau à 3 m. Or pour des raisons de stabilité du modèle, il est parfois intéressant d'avoir un premier niveau à 10 m. On peut alors se demander si les résultats obtenus à 3 m seront extrapolables pour 10 m.

Dans MAR, la longueur de rugosité est majorée par $1/3$ de la hauteur de la couche limite, c'est à dire qu'elle est inférieure à 1,3 m si le 1^{er} niveau est à 3 m, et qu'elle est inférieure à 3,3 m si le 1^{er} niveau est à 10 m. Par conséquent, les valeurs de longueur de rugosité orographique ne sont pas du tout les mêmes selon que l'on est dans l'une ou l'autre des configurations. Néanmoins, la circulation atmosphérique est surtout sensible au rapport z/z_0 , et une longueur de rugosité élevée transforme de toute façon l'énergie cinétique de l'écoulement en TKE.

Des simulations numériques à 40 km ont été réalisées avec différentes valeurs de h_0 pour vérifier ceci en détail. La figure 3.6 montre par exemple la différence de longueur de rugosité entre les 2 configurations du 1^{er} niveau. Outre ce décalage de valeur de 1,3 m ou 3,3 m, on observe quelques différences, la principale étant une diminution de la largeur du couloir correspondant aux vallées de David et Reeves, à laquelle est associée une diminution de vitesse des vents très locale (non montrée). En dehors de ces quelques lieux particuliers, la sensibilité de MAR à h_0 est la même que le 1^{er} niveau soit à 3 m ou à 10 m.

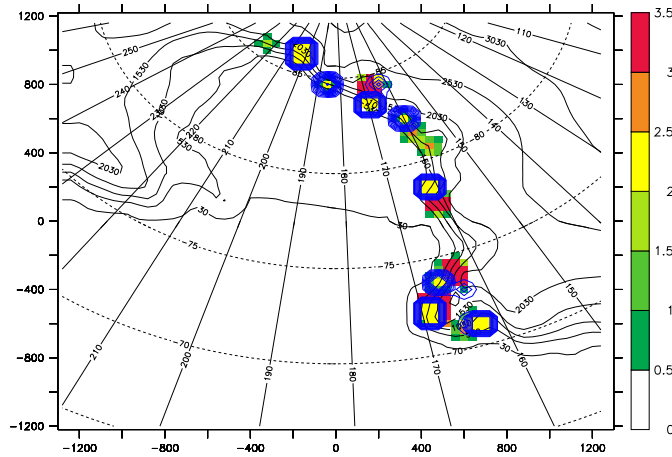


FIG. 3.6: Différence de longueur de rugosité (en m) entre une simulation dont le 1^{er} niveau est à 10 m et une simulation dont le 1^{er} niveau est à 3 m, pour $\Delta x = 40\text{km}$, $h_0 = 100\text{ m}$. Les contours bleus sont les isomètres de la longueur de rugosité de la simulation dont le 1^{er} niveau est à 3 m.

3.3.3 Comparaison avec les AWS

Pour savoir plus précisément quelle valeur de h_0 choisir, on peut comparer les résultats de MAR avec les sorties des stations météorologiques automatiques (AWS) décrites dans la partie 1.2.1. Pour cela, on choisit des AWS dans les zones identifiées comme sensibles dans la partie précédente, et en fonctionnement en janvier 2001. Leur position figure dans le tableau 3.1.

AWS	latitude	longitude	altitude
Cape Bird	77,22°S	166,44°E	38,5 m
Elaine	83,11°S	174,32°E	58,7 m
Linda	78,45°S	169,39°E	43 m
Manuela	74,95°S	163,69°E	78 m
Marble Point	77,44°S	163,75°E	108 m
Marilyn	79,93°S	165,38°E	64,3 m
Minna Bluff	78,55°S	166,66°E	895 m
Possession Island	71,89°S	171,21°E	30 m

TAB. 3.1: Localisation des AWS utilisées

Résolution de 40 km

Pour les AWS Marilyn, Minna Bluff, Possession Island, et Elaine, la sensibilité à la paramétrisation de la rugosité orographique est très faible (non montré). Les résultats des comparaisons aux autres AWS sont représentés sur les Fig. 3.7 et 3.8.

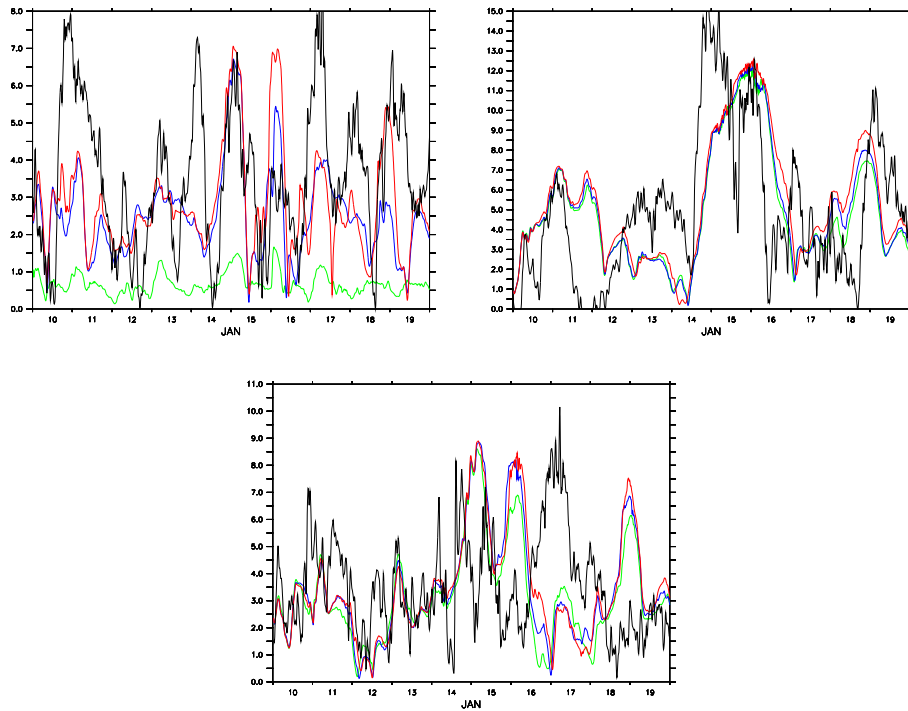


FIG. 3.7: Comparaison entre la vitesse mesurée par l'AWS (en noir) et la vitesse simulée par MAR sur le point de grille le plus proche de l'AWS : la courbe verte correspond à $h_0 = 50$ m, la bleue à $h_0 = 75$ m, et la rouge à $h_0 = 100$ m, le tout pour une résolution horizontale de 40km, et en m.s^{-1} . En haut à gauche : Marble Point. En haut à droite : Linda. En bas : Cape Bird.

A l'AWS Elaine (non montré), sur la Plate-forme de Ross, les 3 simulations de MAR sont bonnes en valeur moyenne sur toute la période; en revanche, elles ratent toutes les quelques événements relativement intenses de cette période (environ 8 m.s^{-1} pendant moins de 24h). A l'AWS Linda, les simulations de MAR sont toutes en bon accord avec les observations,

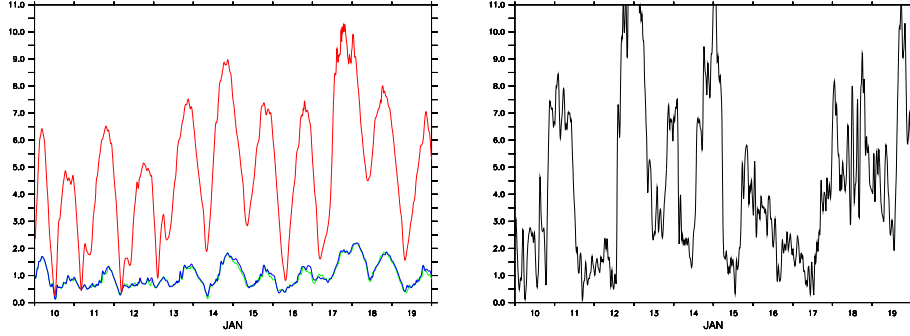


FIG. 3.8: A gauche : comparaison entre la vitesse mesurée par l’AWS Manuela (en noir) et la vitesse simulée par MAR sur le point de grille le plus proche de l’AWS : la courbe verte correspond à $h_0 = 50$ m, la bleue à $h_0 = 75$ m, et la rouge à $h_0 = 100$ m, le tout pour une résolution horizontale de 40km, et en m.s^{-1} . A droite : vitesse mesurée par l’AWS Manuela en **janvier 1989** (en m.s^{-1})

mais c’est sensiblement meilleur pour $h_0 = 100$ m. A Marble Point, le cas $h_0 = 50$ m est particulièrement éloigné des observations, alors que les 2 autres cas sont plutôt corrects du point de vue de la moyenne sur la période et de la valeur des maxima. La station où les cas $h_0 = 100$ m et $h_0 = 75$ m se différencient nettement est Manuela, qui correspond aux vallées glacières de David et de Reeves. Malheureusement, la station semble avoir connu des problèmes techniques sur cette période. Néanmoins, si on regarde la même période pour d’autres années, on constate que le cas $h_0 = 100$ m colle nettement mieux à ce qui est habituellement observé à cette saison (voir Fig. 3.8 pour l’année 1989).

Désormais, on prendra donc $h_0 = 100$ m pour calculer la rugosité orographique des simulations à 40 km. Notons que les sorties du modèle semblent correctes du point de vue de la valeur des maxima et des moyennes, mais le modèle a tendance à rater quelques événements d’intensification du vent sur des périodes inférieures à 24h. Il est possible également que ces intensifications soient très locales et n’aient pas de sens sur une maille de 40 km de côté.

Estimation de la validité de la méthode de comparaison

Nous avons comparé les vents de pixels très proches pour estimer le degré de cohérence de cette méthode (non montré). A 40 km de résolution, la différence de vent d’une maille à l’autre atteint facilement 50% de la vitesse du vent (surtout dans les zones de montagne). Ceci explique en partie les différences entre MAR et les AWS. Mais surtout, ceci indique que la comparaison seule avec les AWS ne peut suffire sans l’analyse de structure globale faite dans la partie 3.3.2.

3.3.4 Influence de la rugosité orographique sur les cyclones

Nous avons vu que la rugosité orographique a une grande influence sur les écoulements catabatiques dans les montagnes. Or les vents catabatiques sont souvent mis en cause dans la formation de cyclones (Heinemann et Klein, 2003). C’est pourquoi nous avons réalisé deux études de cas, avec chacune 3 rugosités orographiques différentes : L’une calculée avec $h_0 = 0, 2$ m, l’une avec $h_0 = 20$ m, et la dernière avec une rugosité orographique $Z_0^{OR} = 0$ sur tout le domaine. Ces valeurs ne comprennent pas les valeurs du paragraphe précédent, car les simulations ont été réalisées avant ; cela importe peu dans la mesure où il s’agit d’un test de

sensibilité. Notons enfin que dans le cas sans rugosité orographique, il reste la rugosité de la neige, sans quoi les vents catabatiques ne pourraient pas se développer. La Fig. 3.9 montre la longueur de rugosité pour $h_0 = 0, 2$ m.

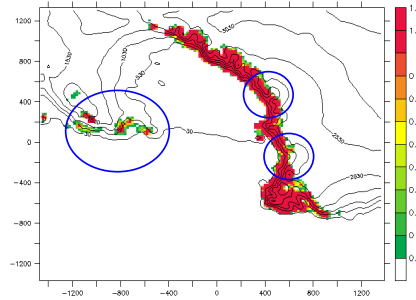


FIG. 3.9: longueur de rugosité calculée avec $h_0 = 0, 2$ m. Les cercles bleus indiquent les endroits où la longueur de rugosité diminue fortement lorsqu'on la calcule avec $h_0 = 20$ m.

1^{er} cas : novembre 1999

Cette période a été choisie car les vents catabatiques sont habituellement forts à ce moment de l'année. Les simulations ont été réalisées sur le même domaine que précédemment, avec une résolution de 20 km, du 27 octobre au 2 novembre 1999. La Fig. 3.10 montre les différentes étapes de la simulation : un cyclone synoptique s'installe au dessus de la plate-forme de Ross, tandis qu'un mésocyclone se détache progressivement de la Côte de Oates.

La Fig. 3.11 montre que le cyclone synoptique est peu affecté par la fermeture des couloirs catabatiques. On observe juste une faible augmentation de pression de surface au centre de la dépression lorsque la longueur de rugosité augmente. Celle-ci peut s'expliquer par une augmentation du pompage d'Ekman suite à l'augmentation de la rugosité sur la côte de Marie Byrd Land. Cette explication est confirmée par l'augmentation de la convergence en surface visible dans le champ de vitesse (non montré).

La figure 3.12 exhibe une forte augmentation des vents catabatiques dans les Montagnes Transantarctiques lorsque la rugosité orographique est annulée. Ceux-ci peuvent augmenter de 16 m.s^{-1} dans les endroits où beaucoup de TKE est produite lorsque la rugosité orographique est plus forte. En dehors des montagnes, le champ de vitesse est également modifié significativement, mais il est difficile d'extraire un signal cohérent. Par contre, la dépression voit son intensité diminuer d'environ 25% quand la rugosité orographique est annulée. Ceci est probablement lié à la modification du champ de vitesse et de la convergence, mais aucune structure nette n'a été mise en évidence.

Concernant les mésocyclones visibles sur la Fig. 3.10, aucun changement significatif n'a été observé sur l'ensemble de la simulation.

2nd cas : février 1988

Cette période a été choisie car elle contient un cas de cyclone sub-synoptique qui a été analysé en détail par Carrasco et Bromwich (1993) à partir de plusieurs types d'observations, et par Heinemann et Klein (2003) à partir d'un RCM. Ces deux études pointent l'importance

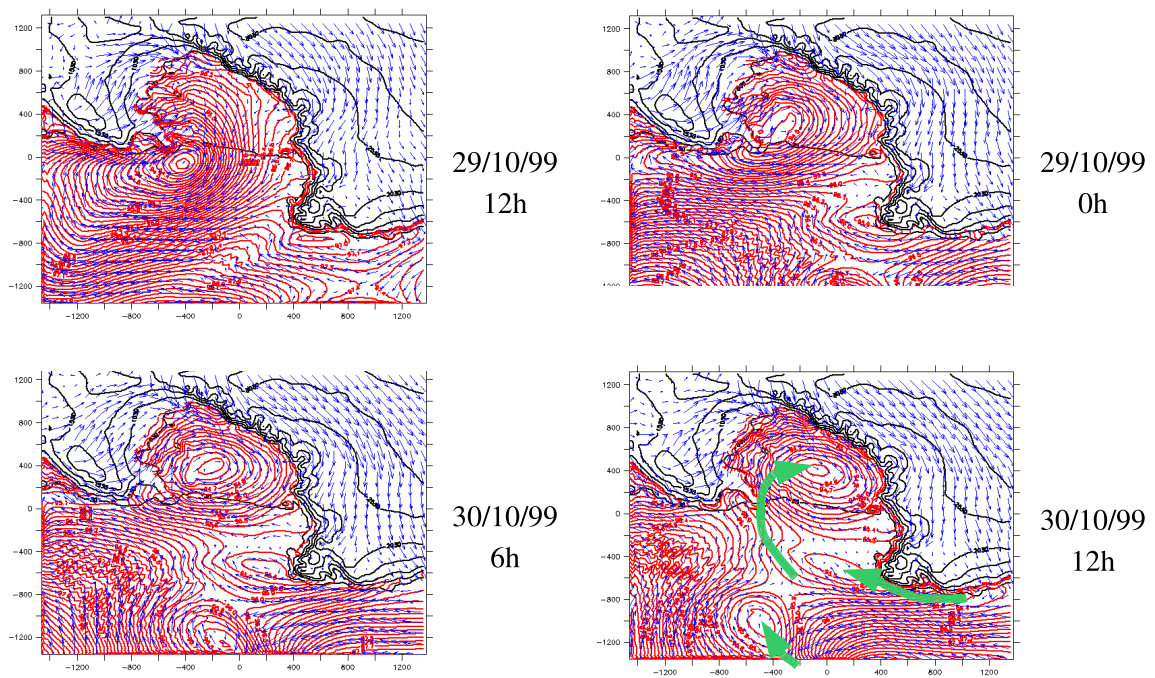


FIG. 3.10: Etude de cas du 27 au 3 novembre 1999. Les lignes rouges sont les isobares de le pression réduite au niveau de la mer ($\Delta p = 0, 1 \text{ kPa}$), et les vecteurs bleus représentent le vent de surface. Les flèches vertes représentent la trajectoire des cyclones, et les lignes noires la topographie.

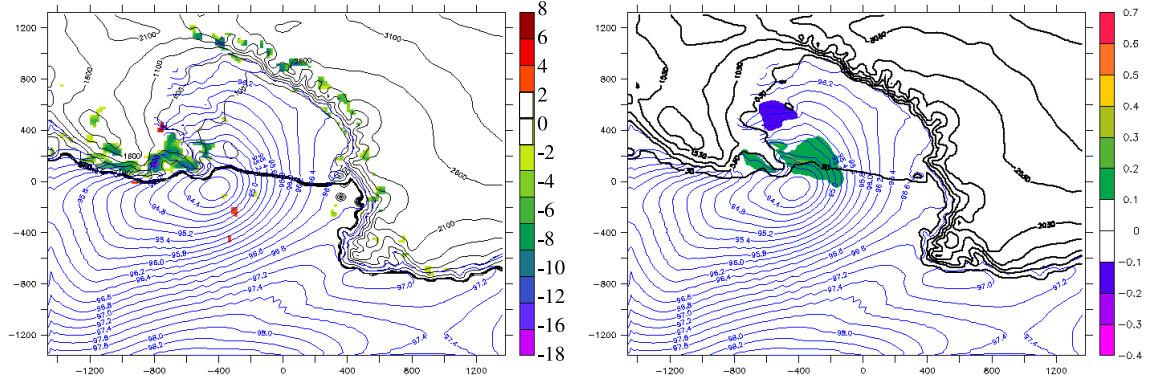


FIG. 3.11: 29 octobre 1999 à 12h00 UTC. A gauche : différence entre la norme de vent horizontal au niveau du sol de l'expérience $h_0 = 0,2$ m et celle de l'expérience $h_0 = 20$ m (en m.s^{-1}). A droite : différence entre la pression en surface de l'expérience $h_0 = 0,2$ m et celle de l'expérience $h_0 = 20$ m (en kPa). Les lignes bleues représentent les isobares de la pression réduite au niveau de la mer pour $h_0 = 20$ m ($\Delta p = 0,2 \text{ kPa}$), et les lignes noires sont les isomètres du relief.

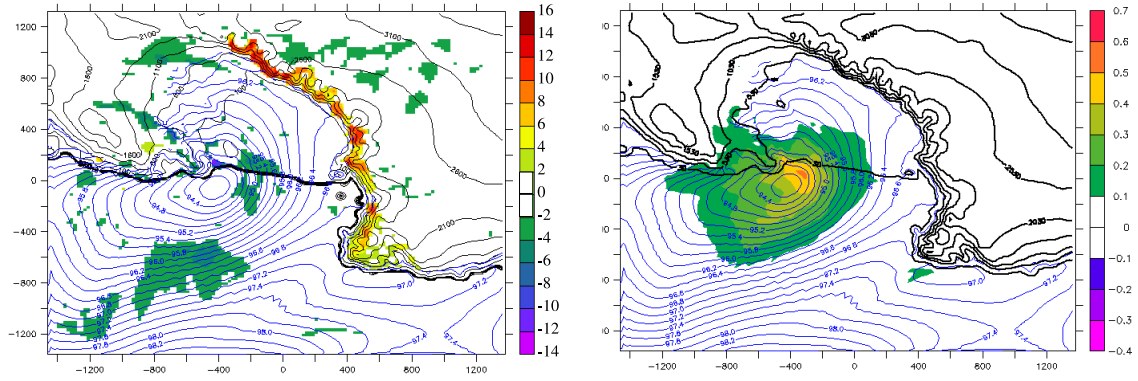


FIG. 3.12: 29 octobre 1999 à 12h00 UTC. A gauche : différence entre la norme de vent horizontal au niveau du sol de l'expérience sans rugosité orographique et celle de l'expérience $h_0 = 20$ m (en m.s^{-1}). A droite : différence entre la pression en surface de l'expérience sans rugosité orographique et celle de l'expérience $h_0 = 20$ m (en kPa). Les lignes bleues représentent les isobares de la pression réduite au niveau de la mer pour $h_0 = 20$ m ($\Delta p = 0,2 \text{ kPa}$), et les lignes noires sont les isomètres du relief.

des vents catabatiques pour un mésocyclone se développant le 17 février 1988, et grossissant jusqu'au 20 février où il atteint une dimension sub-synoptique. Nos simulations ont été réalisées sur le même domaine que précédemment, avec une résolution de 20 km, du 17 au 21 février 1988. Cette période se caractérise par une faible quantité de glace de mer. Les 3 expériences réalisées font varier la rugosité de la même façon que pour le cas de novembre 1999.

Sur les Fig. 3.13 et 3.14, on constate que pour le mésocyclone centré sur le front de la plate-forme de Ross, l'influence de la rugosité est très faible, voire inexistante (jamais plus de 10% de différence de pression en surface). En fait, l'influence de la rugosité reste confinée au relief dans ce cas précis.

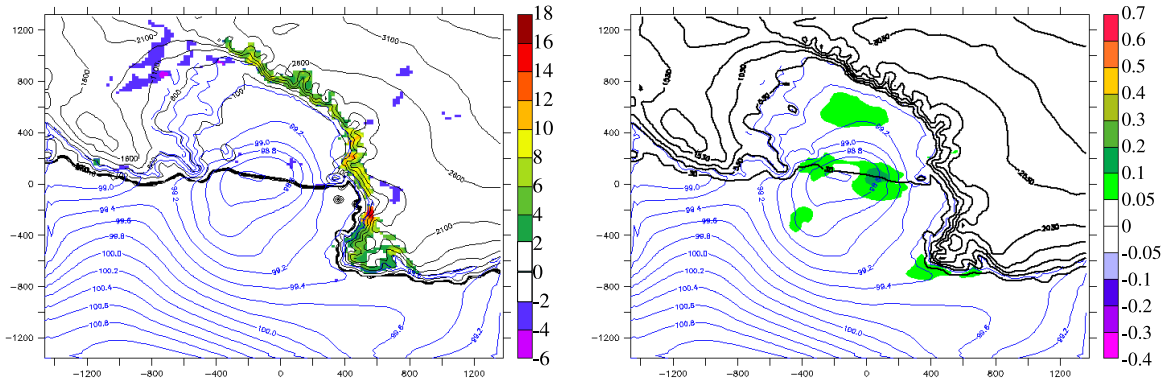


FIG. 3.13: 19 février 1988 à 12h00 UTC. A gauche : différence entre la norme de vent horizontal au niveau du sol de l'expérience $h_0 = 0,2$ et celle de l'expérience $h_0 = 20$ (en m.s^{-1}). A droite : différence entre la pression en surface de l'expérience $h_0 = 0,2$ et celle de l'expérience $h_0 = 20$ (en kPa). Les lignes bleues représentent les isobares de la pression réduite au niveau de la mer pour $h_0 = 20$ ($\Delta p = 0,2 \text{ kPa}$), et les lignes noires sont les isomètres du relief.

Discussion

Les 2 cas étudiés montrent que la paramétrisation du calcul de la longueur de rugosité est cruciale pour simuler un écoulement catabatique réaliste au pied des Montagnes Transantarctiques. Dans le cadre du couplage, ceci pourrait affecter considérablement la dynamique de certaines polynies. Les conséquences pour les cas de mésocyclones étudiés sont par contre peu significatives, mais cela peut avoir des conséquences en présence d'un cyclone synoptique proche des écoulements catabatiques.

Etant donnée la grande quantité de phénomènes pouvant être à l'origine de la formation de cyclones polaires (voir partie 1.3.3), il conviendrait d'étudier de nombreux cas avant de généraliser le résultat précédent. D'autres cas de février 1988, par exemple, semblent avoir peu de lien avec l'activité catabatique (Carrasco et Bromwich, 1993). Néanmoins, Heinemann et Klein (2003) mettaient en avant l'origine catabatique pour le cas du 17-20 février 1988. Ils soulignent que le mésocyclone ne peut se former sans un environnement synoptique favorable, mais conjecturent l'importance des vents catabatiques. Nous montrons ici que l'environnement synoptique à lui seul peut contrôler le développement du mésocyclone et sa croissance vers

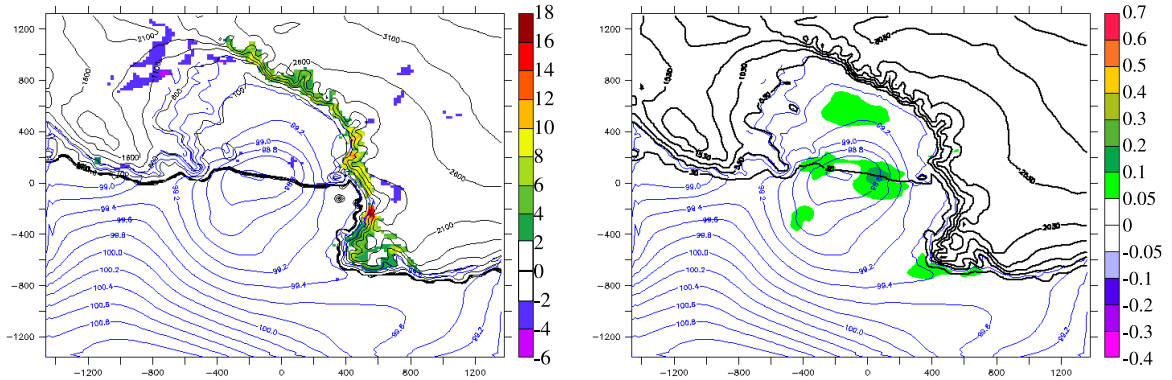


FIG. 3.14: 19 février 1988 à 12h00 UTC. A gauche : différence entre la norme de vent horizontal au niveau du sol de l'expérience sans rugosité orographique et celle de l'expérience $h_0 = 20$ (en m.s^{-1}). A droite : différence entre la pression en surface de l'expérience sans rugosité orographique et celle de l'expérience $h_0 = 20$ (en kPa). Les lignes bleues représentent les isobares de la pression réduite au niveau de la mer pour $h_0 = 20$ ($\Delta p = 0, 2 \text{ kPa}$), et les lignes noires sont les isomètres du relief.

une taille sub-synoptique.

3.4 Sensibilité de MAR (seul) à la fraction de glace de mer

Cette partie vise à appréhender la sensibilité de MAR à la glace de mer à court terme. Ceci est important pour le couplage, car la couverture de glace de mer est une variable libre dans TANGO ; il est donc important de connaître la réponse de la partie atmosphérique à des écarts de la glace de mer par rapport aux observations.

3.4.1 Expériences réalisées, cas étudié

Quatre expériences ont été réalisées pour simuler la période du 27 octobre au 2 novembre 1999 (voir Fig. 3.10), sur le même domaine que précédemment. L'expérience de référence (SI_{ref}) a une fraction de glace de mer x issue de ERA-40. Suivent 2 simulations où la fraction de glace de mer a été respectivement remplacée par 80% x (SI_{80}) et 60% x (SI_{60}). Notons que ce remplacement est très différent d'une modification du front de glace de mer. Enfin, dans la dernière expérience (SI_{zero}), la glace de mer a été entièrement supprimée ($x = 0$). La glace de mer ainsi retirée est remplacée par de l'océan libre à la même température que celle de l'océan occupant le reste de la maille, c'est-à-dire souvent la température de fusion.

3.4.2 Résultats

La figure 3.15 représente la différence de pression réduite au niveau de la mer (SLP) entre les différentes expériences. On constate que la dépression synoptique s'accroît de 2 à 3 hPa lorsque la glace de mer est entièrement retirée, et de 1 hPa lorsque l'on ne conserve que 60% de la fraction de glace de mer. Pour le mésocyclone, on n'a noté aucune différence significative

aux différents pas de temps. Un examen des vitesses au niveau du sol n'a montré aucune différence significative du champ de vitesse entre les 4 expériences (non montré).

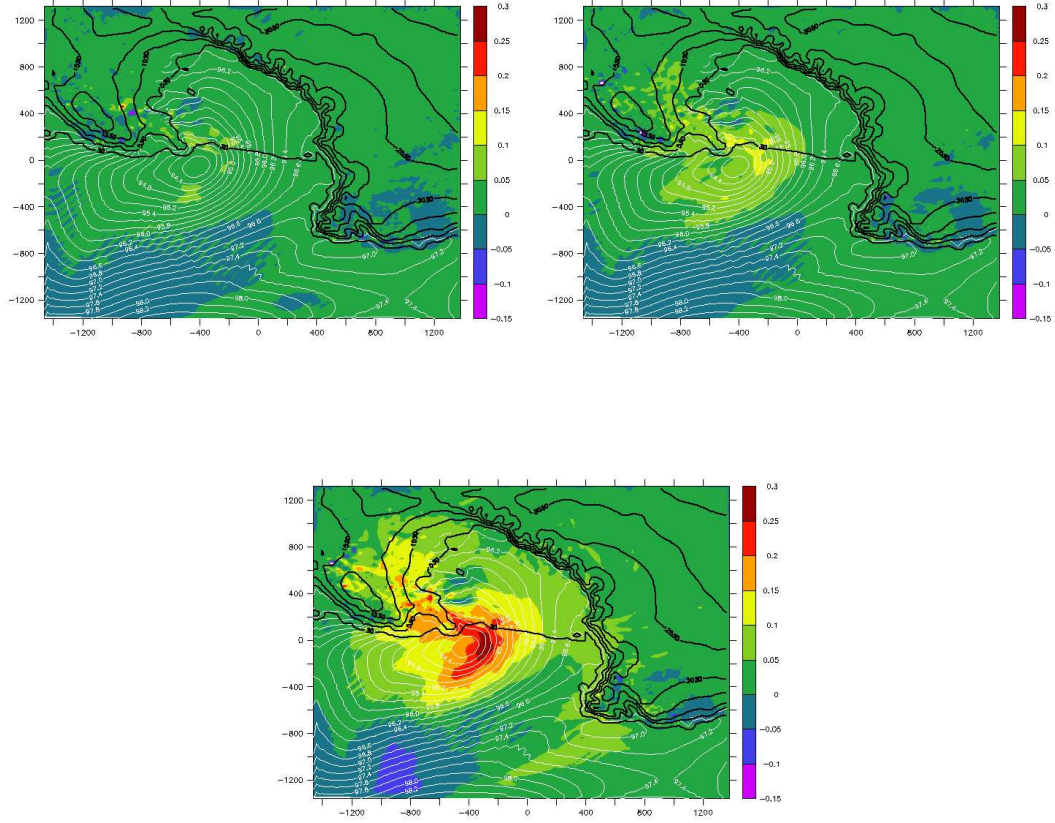


FIG. 3.15: En haut à gauche : différence de pression réduite au niveau de la mer (SLP) en kPa entre SI_{80} et SI_{ref} . En haut à droite : différence de SLP en kPa entre SI_{60} et SI_{ref} . En bas : différence de SLP en kPa entre SI_{zero} et SI_{ref} . Les 3 cartes représentent une vue instantannée du 29-10-1999 à 12h00 UTC. Les isobares de SI_{ref} sont représentés en blanc, et les lignes noires représentent la topographie.

3.4.3 Discussion

Avant d'élargir ces résultats, il convient d'être prudent dans la mesure où le front de glace de mer reste le même, au moins dans les 3 premières simulations. De plus, la glace de mer est remplacée par de l'eau libre à la température de fusion de la glace, alors qu'en réalité, l'absence de glace est liée à une SST plus élevée, et les flux énergétiques de surface sont donc différents. De surcroît, ce qui concerne ce secteur de la mer de Ross ne peut pas être généralisé à l'ensemble des régions polaires, tant il est particulier. Enfin, il est possible que la sensibilité du modèle soit sous-évaluée à cause de la taille trop moyenne du domaine par rapport à la zone de relaxation (Giorgi et Mearns, 1999).

Ces résultats sont néanmoins intéressants puisqu'ils laissent penser qu'un manque de précision de la fraction de glace de mer n'aurait pas des conséquences « explosives » sur la cir-

circulation atmosphérique, du moins à court terme et à condition que la SST ne soit pas trop élevée. Dans l'optique du couplage, où la glace de mer passera de paramètre à variable, ceci est de bon augure.

On peut également analyser ces résultats du point de vue de l'activité cyclonique. Le mésocyclone et le cyclone synoptique étudiés sont peu sensibles à la fraction de glace de mer. Ceci pourrait être dû à leur courte durée de vie. Il faudrait bien sûr examiner beaucoup plus de cas pour en tirer des généralités.

Lachlan-Cope (2005) a étudié le rôle du forçage de la glace de mer sur un modèle de circulation atmosphérique global en hiver. Il y compare notamment 2 expériences, l'une forcée par la fraction de glace moyennée sur 1975-1979, et l'autre forcée par la fraction de glace moyennée sur 1995-1999. La glace de mer du premier forçage s'étend beaucoup plus que dans le second en hiver. En comparant les expériences, il a mis en évidence une réponse de l'atmosphère au changement de glace de mer. Dans le secteur de Admunsen et de Bellingshausen, il constate un réchauffement confiné en surface. Par contre, dans les secteurs soumis aux vents catabatiques, il observe un réchauffement pouvant atteindre 700 hPa. Il suggère que ce dernier puisse être lié à un effet de brise de glace intensifiant le mélange vertical turbulent. Cependant, aucun résultat significatif ne réfère à la Mer de Ross, et il est difficile de comparer des simulations climatiques avec une étude de cas.

CHAPITRE 4

Les simulations utilisées

4.1	Introduction	85
4.2	Période et domaine simulés	85
4.3	FO ₁ : NEMO forcé par des réanalyses	86
4.3.1	Forçages et conditions initiales	86
4.3.2	Evaluation de FO ₁	87
4.4	FA ₁ : MAR forcé par ERA-40	88
4.4.1	Forçages et conditions initiales	88
4.4.2	Evaluation de FA ₁	88
4.5	FA ₂ : MAR forcé par FO ₁	101
4.5.1	Forçages et conditions initiales	101
4.5.2	Analyse de FA ₂	101
4.6	FO ₂ : NEMO forcé par FA ₂	102
4.6.1	Forçages et conditions initiales	102
4.6.2	Analyse de FO ₂	102
4.7	CO _A et CO _B : Les simulations couplées	103
4.7.1	Etat initial	103
4.7.2	Conditions aux frontières	103
4.8	Synthèse	104

Résumé

D'abord, nous utilisons un premier jeu de simulations forcées afin d'évaluer chacun des modèles. MAR forcé par ERA-40 est ainsi comparé à des observations et des réanalyses ; il est globalement trop froid et trop sec, mais reproduit bien la variabilité atmosphérique. Notre configuration régionale de NEMO est comparée à une simulation globale ayant déjà fait ses preuves avec les quelques mesures de la région ; les caractéristiques océaniques sont correctement simulées. Ensuite, nous utilisons un second jeu de simulations, le but étant de les comparer aux simulations couplées. MAR est ainsi forcé par la première simulation de NEMO en surface ; cette simulation sert ensuite à forcer NEMO en surface pour obtenir la dernière simulation forcée. Enfin, ces simulations servent à construire l'état initial et le forçage aux frontières des simulations couplées.

Abstract

A first set of forced simulation is performed to assess each model's performance. MAR forced with ERA-40 is compared to observations and reanalysis ; it is globally too cold and too dry, but the atmospheric variability is well reproduced. The regional NEMO configuration is compared to a global simulation that had already been tested with the few observations of that area. Then a second set of simulation is used. The aim is to compare them to the following coupled simulations. MAR is forced with the first NEMO experiment ; this experiment is then used to force a second NEMO simulation. Eventually, these experiments are used to establish the initial state and the boundary forcing of the coupled simulation.

4.1 Introduction

Lorsqu'on veut faire tourner TANGO, deux questions se posent d'abord : Que prendre comme état initial ? Et que mettre comme conditions latérales ? La difficulté est d'avoir un forçage latéral océanique cohérent avec le forçage latéral atmosphérique. Une fois les conditions initiales et latérales mises au point, vient la question de l'évaluation du modèle couplé. Par essence, le couplage rend le modèle de climat plus physique. Néanmoins, l'état de l'atmosphère ou de l'océan peut s'écarter des observations, justement parce qu'on a relâché des contraintes. D'autre part, il est important de savoir ce qui vient réellement du couplage. Par exemple, NEMO est habituellement forcé par des réanalyses. Lorsqu'on le couple à MAR, on peut se demander ce qui vient du changement de « forçage » atmosphérique, et ce qui vient du couplage en lui-même. La même question se pose dans l'autre sens. Pour toutes ces raisons, nous avons réalisé un jeu de simulations forcées qui servent ensuite à analyser le couplage.

D'abord, nous utilisons une simulation océanique régionale forcée en surface par des réanalyses (FO₁). En parallèle, nous avons réalisé une simulation atmosphérique forcée en surface par ERA-40 (FA₁). Ces 2 premières simulations servent à évaluer les modèles MAR et NEMO. De la même façon, nous avons effectué une simulation atmosphérique forcée en surface par FO₁ (FA₂). Ensuite, nous utilisons une simulation océanique forcée par la simulation FA₂ (FO₂). Ces 2 dernières simulations sont utilisées pour évaluer TANGO dans le chapitre 5. Les parties qui suivent décrivent ces simulations forcées. Nous expliquons ensuite comment extraire les conditions initiales et aux frontières pour les simulations couplées CO. L'ensemble de ces simulations est synthétisé dans le Tab. 4.1. Les simulations couplées sont évaluées dans le chapitre suivant.

Simulation	Modèle	forçage de surface	forçage latéral atm.	forçage latéral oce.
FA ₁	MAR	ERA-40	ERA-40	-
FO ₁	NEMO	ERA-40 + CORE	-	G70 (ORCA-0.25)
FA ₂	MAR	FO ₁	ERA-40 + FO ₁	-
FO ₂	NEMO	FA ₂	-	G70 (ORCA-0.25)
CO _A	TANGO-A	-	ERA-40	G70 (ORCA-0.25)
CO _B	TANGO-B	-	ERA-40	G70 (ORCA-0.25)

Tab. 4.1: Ensemble des simulations réalisées.

4.2 Période et domaine simulés

Comme on l'a vu dans les chapitres précédents, c'est ici le secteur de la Mer de Ross qui nous intéresse. La zone qui nous a semblé particulièrement intéressante du point de vue climatique est encadrée en vert sur la Fig. 4.1. Il convient donc de placer les frontières suffisamment loin du domaine d'intérêt, de façon à ce que la simulation ne soit pas trop influencée par les conditions imposées aux limites. Ensuite, Giorgi et Mearns (1999) préconisent de placer préférentiellement les frontières sur les crêtes plutôt qu'au milieu des pentes. Ceci permet par exemple d'avoir des vents catabatiques près des frontières calculés par MAR et non issus des réanalyses. Ceci explique la position des frontières droite et supérieure tracées en rouges sur la Fig. 4.1. Le bord gauche, lui, a été pris de façon à avoir une frontière purement continentale, afin de faciliter la construction de conditions aux frontières océaniques. Enfin, la limite

inférieure du domaine a été fixée par les limites de mémoire des processeurs utilisés. Au final, le domaine fait 4360×3000 km, et est orienté de 164° par rapport au méridien de Greenwich. Dans tout ce qui suit, la résolution horizontale est de 40 km pour l'atmosphère, et 20 km pour l'océan.

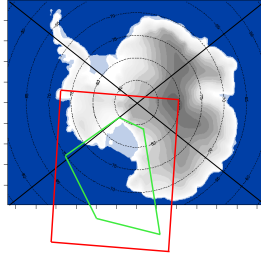


FIG. 4.1: Domaine choisi pour les expériences de ce chapitre et des suivants. Le contour vert délimite la zone d'intérêt, et le contour rouge est le domaine choisi.

Etant donné le temps de calcul de MAR, il est difficile d'envisager des simulations de plus de 2 ou 3 ans, surtout en phase de développement. Il convient donc de choisir une période à simuler. Du point de vue de l'océan, l'année 1992 est souvent prise comme année standard. Si l'on se réfère aux indices SOI et AAOI des Fig. 1.6 et 1.5, on constate que le cours de l'année 1992 ne correspond pas à une phase extrême de ces oscillations. Et il en est de même pour l'année 1993. Nous choisissons donc la période 1992-1993 pour tester TANGO.

4.3 FO₁ : NEMO forcé par des réanalyses

4.3.1 Forçages et conditions initiales

La configuration régionale de NEMO est lancée à partir du 1^{er} janvier 1991. Les conditions initiales sont une sortie de la simulation globale G70 (simulation DRAKKAR de résolution au quart de degré ayant préalablement simulé la période de 1958 à 1992), de façon à démarrer avec l'ajustement barotrope réalisé. Ensuite, la configuration régionale tourne de 1991 à 1993 pour constituer la simulation FO₁. Ces simulations sont forcées en surface par le jeu de données CORE (Large et Yeager, 2004) pour les précipitations et les flux radiatifs, et par ERA-40 pour la vitesse du vent, ainsi que la température et l'humidité de l'air de surface (Brodeau *et al.*, 2008).

Dans les réanalyses CORE, l'état de l'atmosphère (vitesse, humidité, et température en surface) provient des réanalyses NCEP-NCAR ; les flux radiatifs proviennent du projet ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) ; les précipitations sont calculées à partir de données multiples (bateaux, stations continentales, satellites). L'ensemble des champs de forçage CORE sont corrigés pour tenir compte des défauts systématiques des réanalyses. Enfin, la température et les flux IR descendant sont corrigés pour les hautes latitudes.

En résumé, les champs à partir desquels sont calculés les flux turbulents proviennent de ERA-40, alors que les flux radiatifs et les précipitations proviennent de CORE.

Les conditions aux frontières proviennent de la simulation globale G70 (ORCA-0.25). Les données aux frontières sont lues tous les 5 jours.

Notons enfin que FO₁ et G70 utilisent un masque renforçant les vents le long des côtes de l'Antarctique, de façon à avoir une composante catabatique plus réaliste. Ce masque a été développé par Mathiot (EGU Vienne, 2007), à partir d'une simulation antérieure de MAR à 40 km de résolution. Ce masque vaut 1 partout, sauf le long des côtes Antarctiques, où il vaut un coefficient obtenu en effectuant le rapport des vents de MAR sur ceux de ERA-40 en moyenne sur une année, sur chaque maille côtière.

4.3.2 Evaluation de FO₁

Pour évaluer FO₁, c'est à dire la configuration régionale, nous la comparons à la simulation globale G70 (ORCA-0.25). Barnier *et al.* (2006) décrivent en détail ORCA-0.25. Ils montrent que cette configuration représente remarquablement bien les principaux courants globaux, les fronts, la hauteur de la surface, et l'énergie cinétique des tourbillons de surface. Par ailleurs, Treguier *et al.* (2007) ont montré que la simulation G70 reproduisait bien les structures de l'ACC et des fronts environnants.

La principale différence entre FO₁ et G70 est que FO₁ est régional. Il convient donc de s'assurer que la régionalisation n'engendre pas de problème particulier. Notons aussi que G70 utilise une version d'OPA plus récente que FO₁. En particulier, le schéma de turbulence de la couche de mélange a été amélioré. On constate des différences significatives de profondeur de couche de mélange entre les 2 simulations, surtout le long de la plate-forme de Ross (voir Fig. 4.5). A cet endroit, ceci modifie la SSS (*Sea Surface Salinity*) de façon non négligeable (voir Fig. 4.4). Par contre, au niveau de l'ACC, les SSS sont très proches dans les 2 simulations. La température de surface de la glace de mer est quasiment identique dans chacune des simulations (non montré) ; étant donné la grande sensibilité de cette variable aux forçages extérieurs, on peut présumer que la régionalisation des forçages est correcte. Enfin, la fraction de glace de mer ainsi que son épaisseur sont très proches dans les 2 simulations (Fig. 4.6), ce qui montre que la relaxation de la glace de mer est correcte dans FO₁, et que l'ensemble des flux de surfaces sont similaires dans les 2 expériences. Notons qu'il est difficile de comparer les polynies des 2 simulations, car les traits de côte sont relativement éloignés du fait des différences de grilles. La Fig. 4.2 montre également que l'extension de glace de mer de FO₁ ainsi que celle de G70 est sur-estimée par rapport à SSM/I en hiver (5% à 20% d'écart relatif) et sous-estimée en été. Enfin, la fonction de courant barotrope¹ est quasiment identique dans les 2 simulations (non montré), ce qui prouve que les principaux courants sont bien simulés dans FO₁.

¹la fonction de courant barotrope Ψ représente le transport intégré, et vaut $\Psi = \iint_{maille} \int_{fond}^{surf} \psi(x, y, z) dz dx dy$, avec ψ tel que $u = -\partial_y \psi$ et $v = \partial_x \psi$. Elle est exprimée en m³.s⁻¹ ou en Sv.

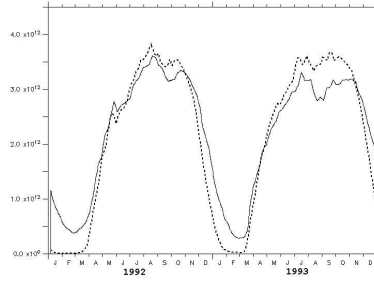


FIG. 4.2: Surface totale de glace de mer dans le domaine d'étude (m^2) pour SSM/I (trait continu fin), et pour FO₁ (pointillés).

4.4 FA₁ : MAR forcé par ERA-40

4.4.1 Forçages et conditions initiales

Cette première simulation utilise en quelque sorte le MAR standard. L'état initial est une simple interpolation des champs d'ERA-40 sur la grille de MAR. Le forçage latéral est également entièrement réalisé à partir des champs d'ERA-40 dans la zone de relaxation.

4.4.2 Evaluation de FA₁

Cette simulation sera appelée FA₁ par la suite. Ce type de forçage a fait ses preuves pour les études météorologiques en Antarctique ou au Groenland (voir par exemple Gallée *et al.* 2005 ou Lefebvre *et al.* 2006). L'ensemble des validations qui ont été effectuées avec ce type de forçage confère à FA₁ une certaine robustesse sur la calotte bien qu'il n'y ait jamais eu d'évaluation sur l'océan. De plus, la paramétrisation de la rugosité orographique a été spécialement ajustée pour bien rendre compte de l'effet de la chaîne Transantarctique. Nous proposons tout de même quelques comparaisons avec des observations pour faire le point sur les qualités et les défauts de la physique de MAR dans le secteur de la Mer de Ross.

Le champ de pression

Nous considérons d'abord cette variable car elle est directement reliée au vent synoptique, et parce que la pression d'ERA-40 présente relativement peu d'incertitude. Les pressions de surface de FA₁ et de ERA-40 sont comparées sur la Fig. 4.7. On constate que les moyennes mensuelles sont remarquablement proches. En analysant les champs de pression instantanés toutes les 6h, on a également des résultats très proches (non montré).

La température de surface

Nous comparons ici la température de l'air entre FA₁ et des AWS. Les paramétrisations de MAR ont été évaluées finement par comparaison avec les observations de Dôme C (Gallée, EGU 2006), et la rugosité orographique a été ajustée de façon à bien représenter les Montagnes Transantarctiques. Nous nous intéressons donc plutôt à la Plate-forme de Ross, à l'Antarctique de l'Ouest, et à la Terre Adélie. Pour cela, nous avons sélectionné 4 AWS fonctionnant correctement en 1992 ; celles-ci figurent dans le tableau 4.2.

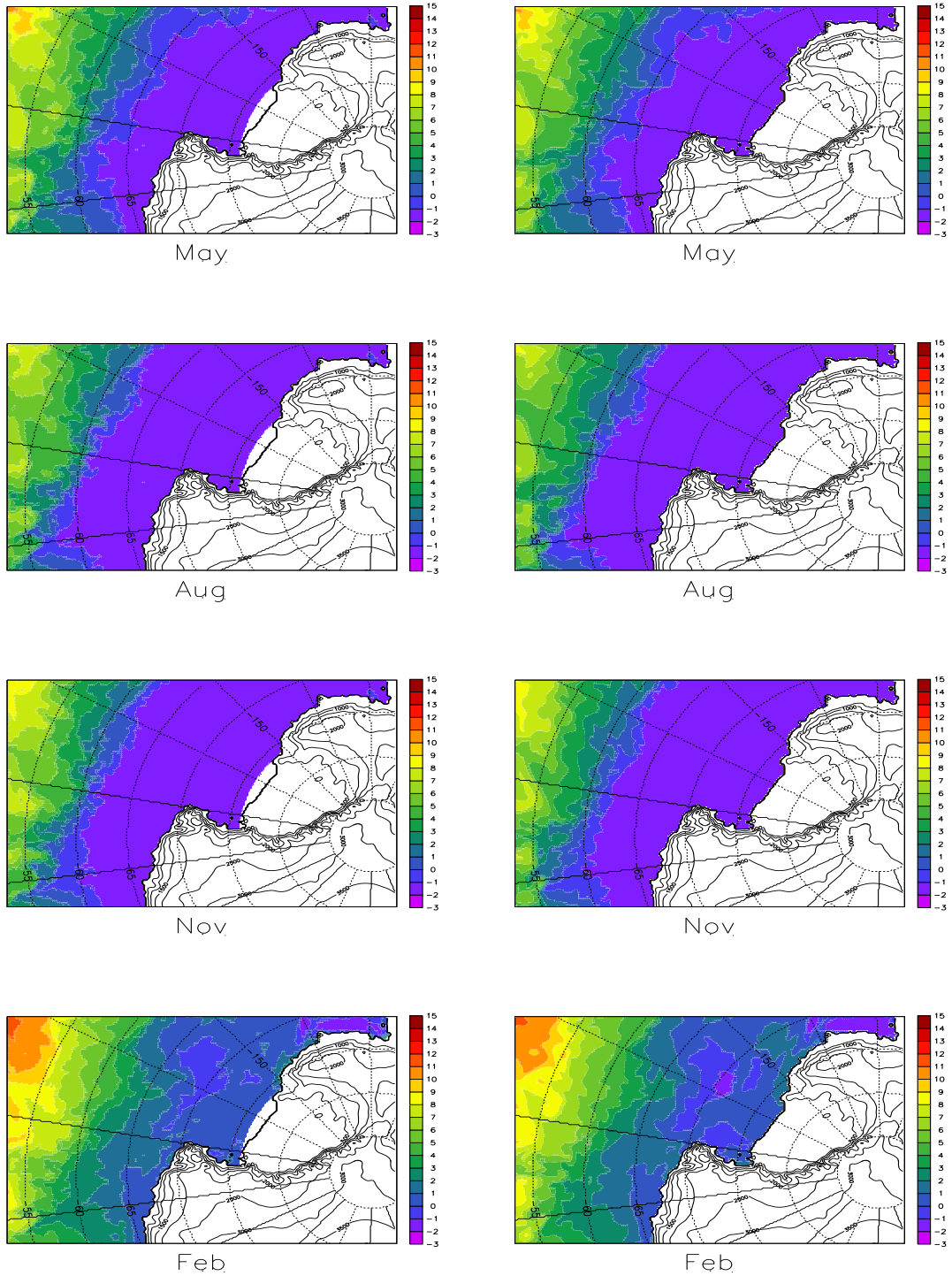


FIG. 4.3: A gauche, moyenne mensuelle de la SST de la simulation globale G70 (ORCA-0.25) interpolée sur le domaine d'étude (si l'interpolation n'est pas possible, les points restent en blanc). A droite, moyenne mensuelle de la SST de la simulation régionale FO1 (°C). Il s'agit de l'année 1992 pour les mois de Mai, Août et Novembre, et 1993 pour le mois de Février. Les contours noirs représentent l'altitude sur la calotte (en m).

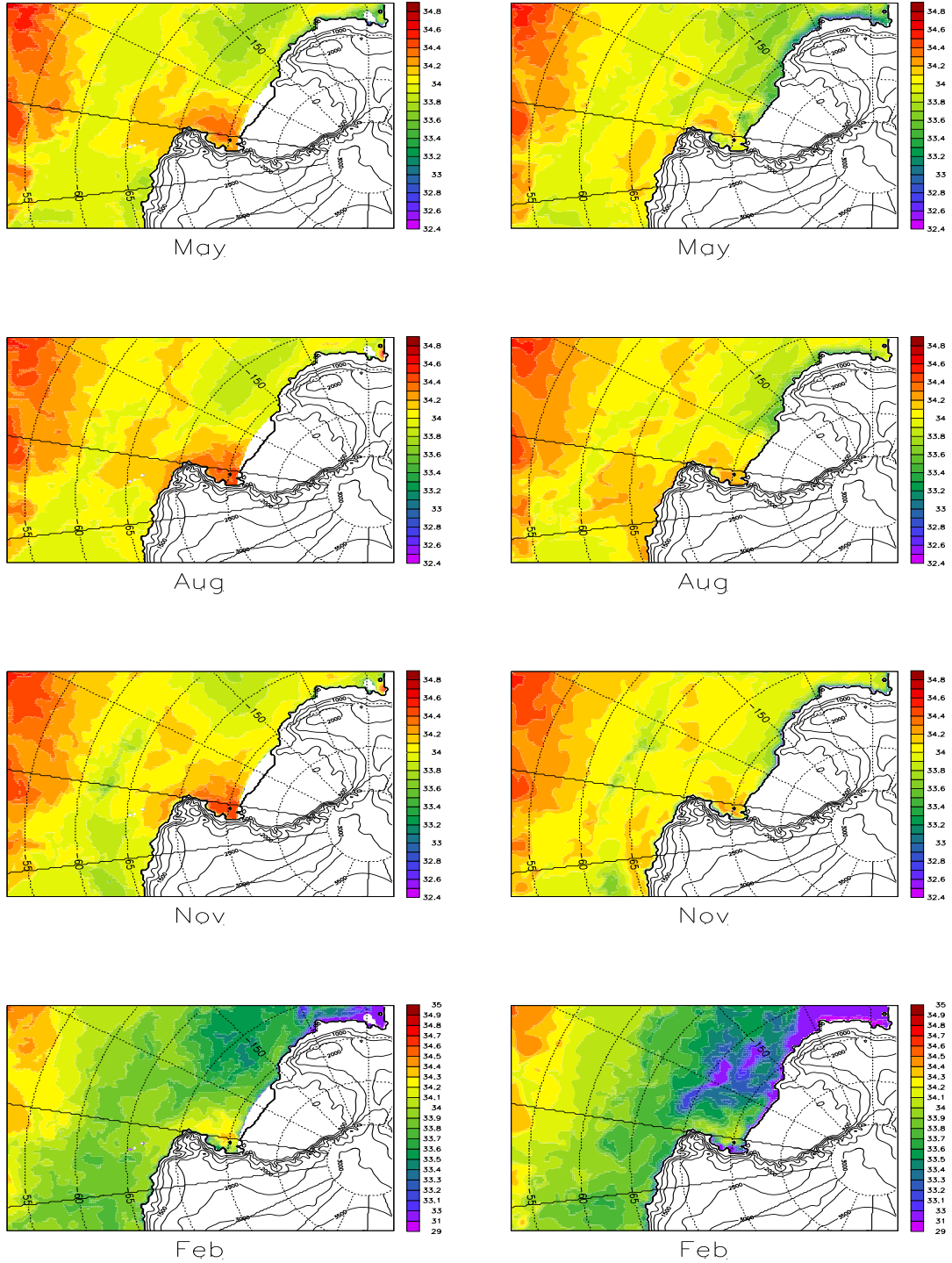


FIG. 4.4: A gauche, moyenne mensuelle de la SSS de la simulation globale G70 (ORCA-0.25) interpolée sur le domaine d'étude (si l'interpolation n'est pas possible, les points restent en blanc). A droite, moyenne mensuelle de la SSS de la simulation régionale FO1 (PSU). Il s'agit de l'année 1992 pour les mois de Mai, Août et Novembre, et 1993 pour le mois de Février. Les contours noirs représentent l'altitude sur la calotte (en m).

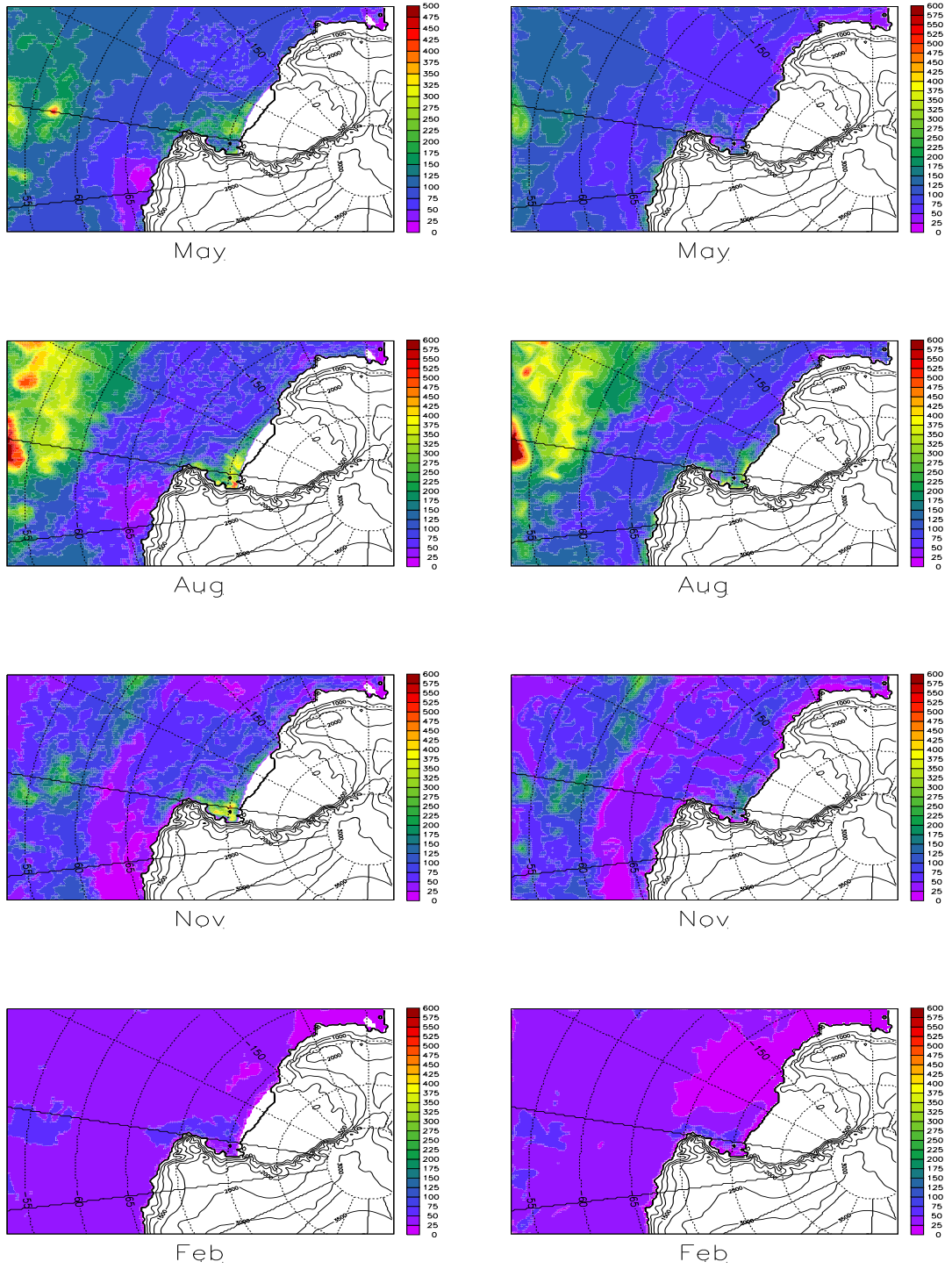


FIG. 4.5: A gauche, moyenne mensuelle de la profondeur de la couche de mélange de la simulation globale G70 (ORCA-0.25), interpolée sur le domaine d'étude (si l'interpolation n'est pas possible, les points restent en blanc) . A droite, moyenne mensuelle de la profondeur de la couche de mélange de la simulation régionale FO1 (m). Il s'agit de l'année 1992 pour les mois de Mai, Août et Novembre, et 1993 pour le mois de Février. Les contours noirs représentent l'altitude sur la calotte (en m).

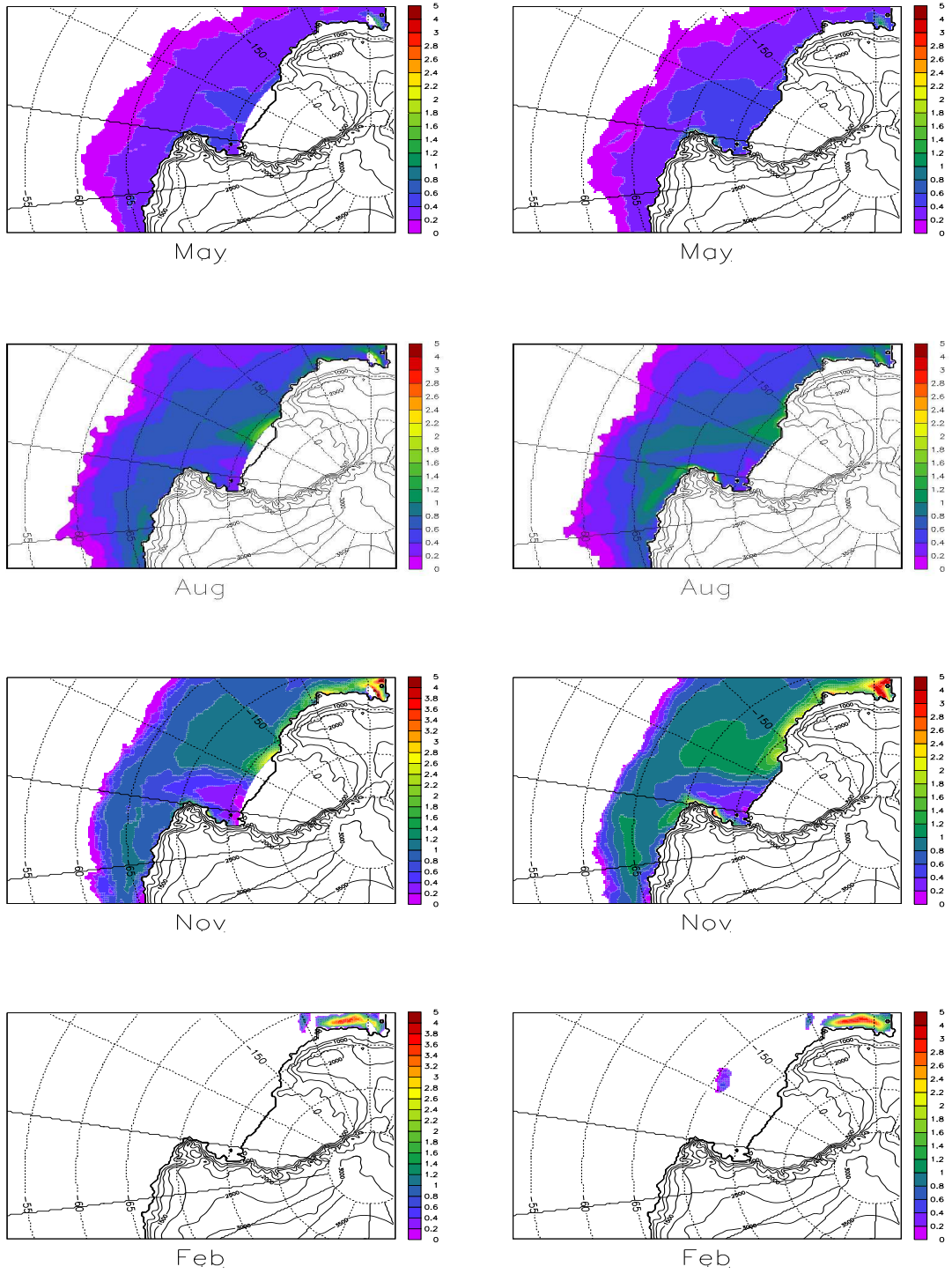


FIG. 4.6: A gauche, moyenne mensuelle de l'épaisseur de glace de mer de la simulation globale G70 (ORCA-0.25) interpolée sur le domaine d'étude (si l'interpolation n'est pas possible, les points restent en blanc) . A droite, moyenne mensuelle de l'épaisseur de glace de mer de la simulation régionale FO1 (m). Il s'agit de l'année 1992 pour les mois de Mai, Août et Novembre, et 1993 pour le mois de Février. Les contours noirs représentent l'altitude sur la calotte (en m).

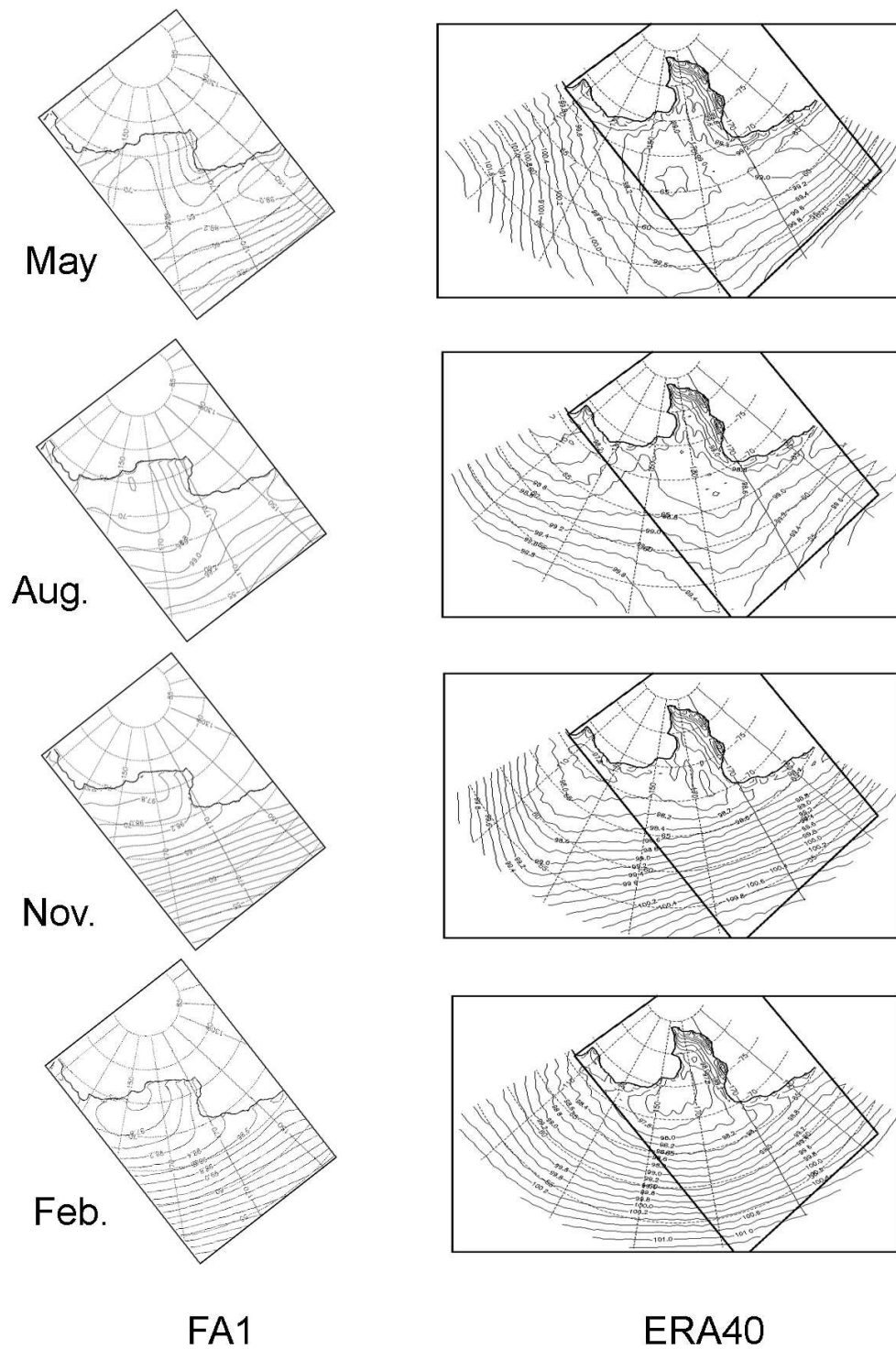


FIG . 4.7: A gauche, moyenne mensuelle de la pression de surface de MAR-FA1. A droite, moyenne mensuelle de la pression de surface de ERA-40 (en projection stéréographique). Il s'agit des mois de mai, août, et novembre de l'année 1992, et février de l'année 1993. Le contour noir épais représente le bord de la calotte. Les contours fins sont les isobares, et sont espacés de 0,2 kPa. Le rectangle incliné sur les figures de droite représente le domaine de l'ensemble de nos simulations.

AWS	latitude	longitude	altitude	situation
Gill	79,92°S	178,59°W	25 m	Plat. Ross
Lettau	82,49°S	174,55°W	38 m	Plat. Ross
D10	66,71°S	139,83°E	243 m	Terre Adélie
Byrd	80,01°S	119,40°W	1530 m	Ant. Ouest

TAB. 4.2: Localisation des AWS utilisées

Pour l'ensemble des AWS utilisées, la température de surface de MAR-FA1 est plus froide que la température mesurée, et particulièrement en hiver (Fig. 4.8 et 4.9 pour Gill et Byrd ; les autres stations sont similaires). Par contre, l'amplitude des variations journalières, ainsi que les événements froids en hiver sont bien reproduits pour l'ensemble des stations. En intégrant ces courbes sur l'année 1992, on constate que MAR-FA1 est plus froid de 14,1°C à Gill, de 12,1°C à Lettau, de 7,5°C à Byrd et de 4,3°C à D10. Le biais froid en hiver est donc relatif à l'ensemble du domaine de simulation, mais il est particulièrement important sur la Plate-forme de Ross.

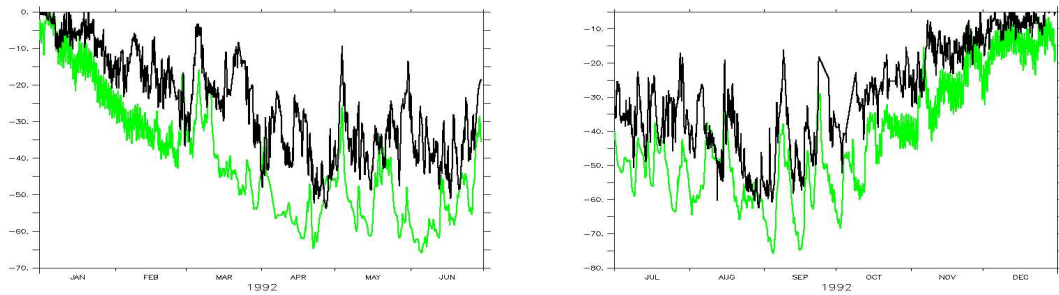


FIG. 4.8: En trait plein, température de l'AWS Gill (79,92°S ; 178,59°W) en °C. En vert, température de MAR-FA1 sur le pixel le plus proche, et à la même hauteur que l'AWS (°C).

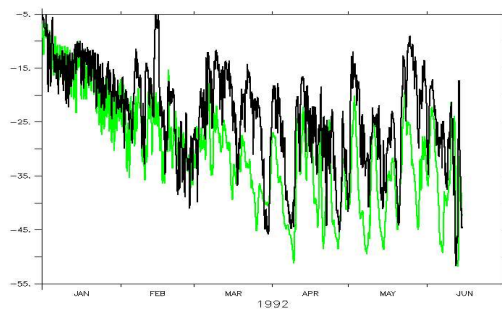


FIG. 4.9: En trait plein, température de l'AWS Byrd (80,01°S ; 119,40°W) en °C. En vert, température de MAR-FA1 sur le pixel le plus proche, et à la même hauteur que l'AWS (°C). L'AWS de Byrd n'a pas fonctionné après juin 1992.

Afin d'étendre cette analyse, nous utilisons maintenant des cartes de températures de

surface du sol, obtenues par Comiso (1999) par imagerie infra-rouge AVHRR (Fig. 4.10). En ce qui concerne MAR-FA₁, la SST est celle de ERA-40, mais la température de surface de la glace de mer et de la neige est celle calculée par SISVAT, le modèle de sol interne de MAR (Fig. 4.11).

En comparant la température dérivée d'AVHRR et celle de MAR-FA₁, on voit que la température de surface de la glace de mer ainsi que celle des régions côtières sont relativement proches. Par contre, sur la Plate-forme de Ross et sur le continent, on constate que MAR-FA₁ a une surface plus froide que les observations satellitaires, surtout en hiver, où la différence peut dépasser 10°C.

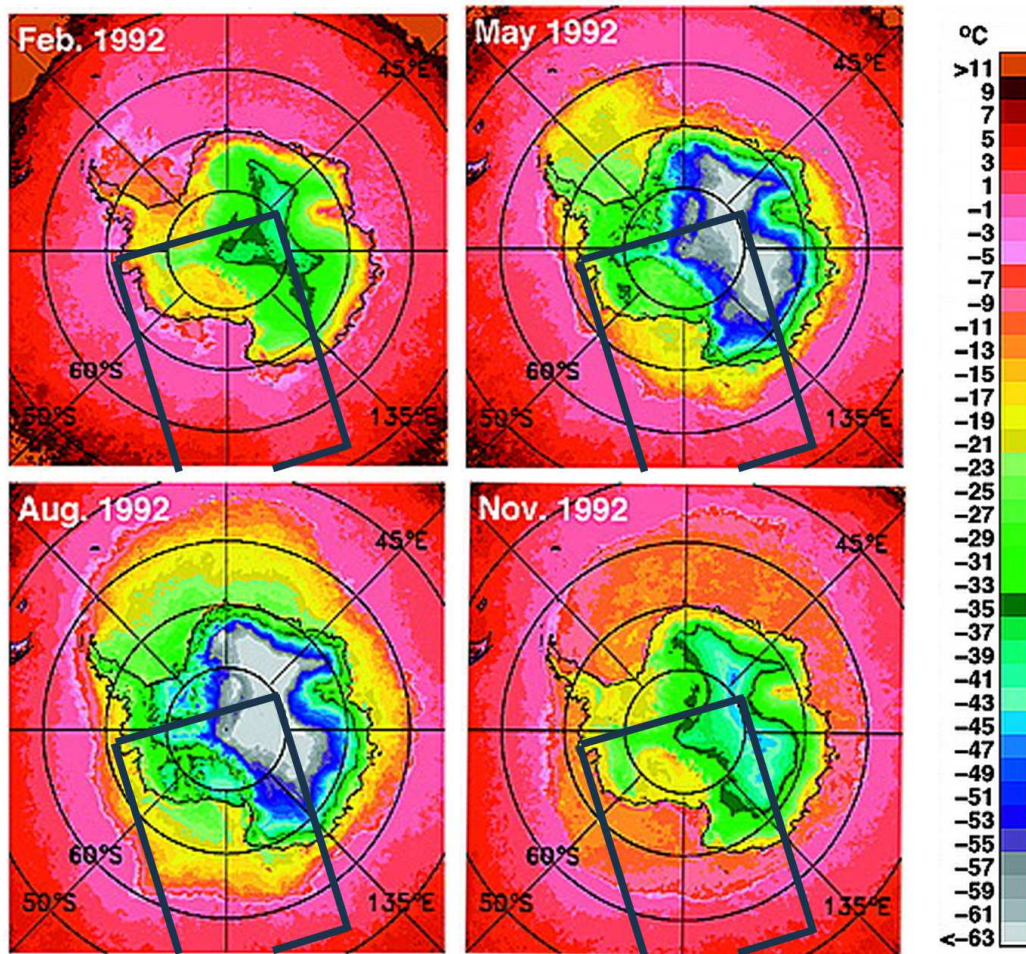


FIG. 4.10: Température du sol issue de l'imagerie infra-rouge AVHRR (Comiso, 1999). L'incertitude est estimée à 4°C. Les rectangles noirs représentent approximativement le domaine de simulation.

On peut chercher des explications dans plusieurs directions. D'abord, on peut toujours incriminer les flux radiatifs, bien que le schéma radiatif de MAR soit dans l'état de l'art; ce schéma a été testé dans des conditions correspondant à l'atmosphère très sèche de l'Antarctique, et il se comporte correctement (Gallée, EGU 2006). Par contre, notre version de MAR sous-estime les flux infra-rouge descendant suite à une sous-estimation de l'émissivité des nuages bas et suite à une atmosphère trop sèche. Ceci a été corrigé dans la dernière version

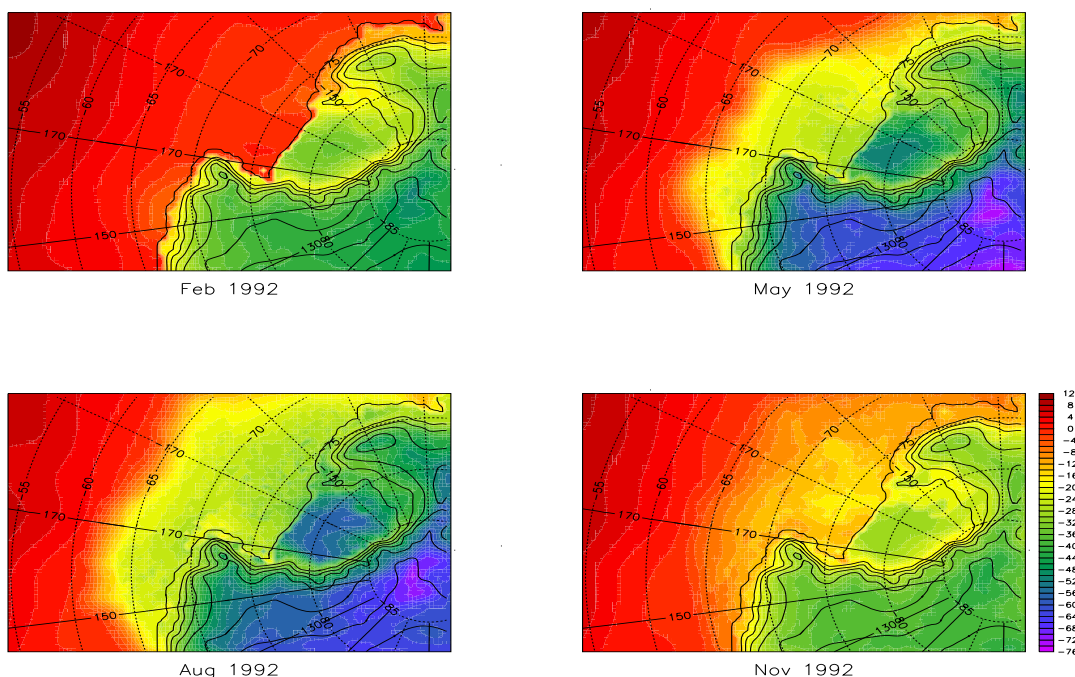


FIG. 4.11: Température de la surface du sol dans MAR-FA1 (°C).

de MAR. Par ailleurs, nous rejetons ici l'hypothèse d'un biais venant de l'albédo ; en effet, les différences seraient plus importantes en été qu'en hiver si celui-ci était biaisé.

On peut également incriminer la paramétrisation de la turbulence dans MAR, ou le modèle de sol SISVAT. La question est délicate car des flux turbulents trop faibles engendrent un sol trop froid, mais un sol trop froid engendre aussi des flux turbulents trop faibles, et la rétroaction négative de l'infra-rouge stabilise éventuellement la température du sol... Pour le moment, nous pouvons uniquement conclure qu'il y a peut-être un problème dans le couplage schéma turbulent - SISVAT sur la calotte, mais que cela est correct sur les côtes et la glace de mer. Nous verrons dans le chapitre suivant ce qui se passe lorsqu'on remplace SISVAT par LIM sur la glace de mer, car on ne peut pas exclure une compensation d'erreur sur la banquise dans MAR-FA₁.

Structure verticale

Afin d'évaluer MAR du point de vue de la structure verticale, nous utilisons des sondages archivés à l'ECMWF. Sur notre domaine d'intégration, se trouvent 3 sites de sondage : Pôle Sud, Dumont D'Urville, et Mc Murdo. Les 2 premières étant dans la zone de relaxation, seul Mc Murdo peut servir à évaluer MAR-FA₁. Ses coordonnées sont (77,85° S , 166,67° W), et son altitude 24 m. Sur la Fig. 4.12, MAR-FA₁ est comparé aux sondages de 1992, et ERA-40 est également comparé aux mêmes sondages.

On constate que MAR-FA₁ est trop froid et trop sec dans les basses couches. Le vent de MAR-FA₁ est assez différent des observations, ce qui est probablement lié à la configuration topographique complexe de la base de Mc Murdo (au pied du Mont Erebus), qui ne peut

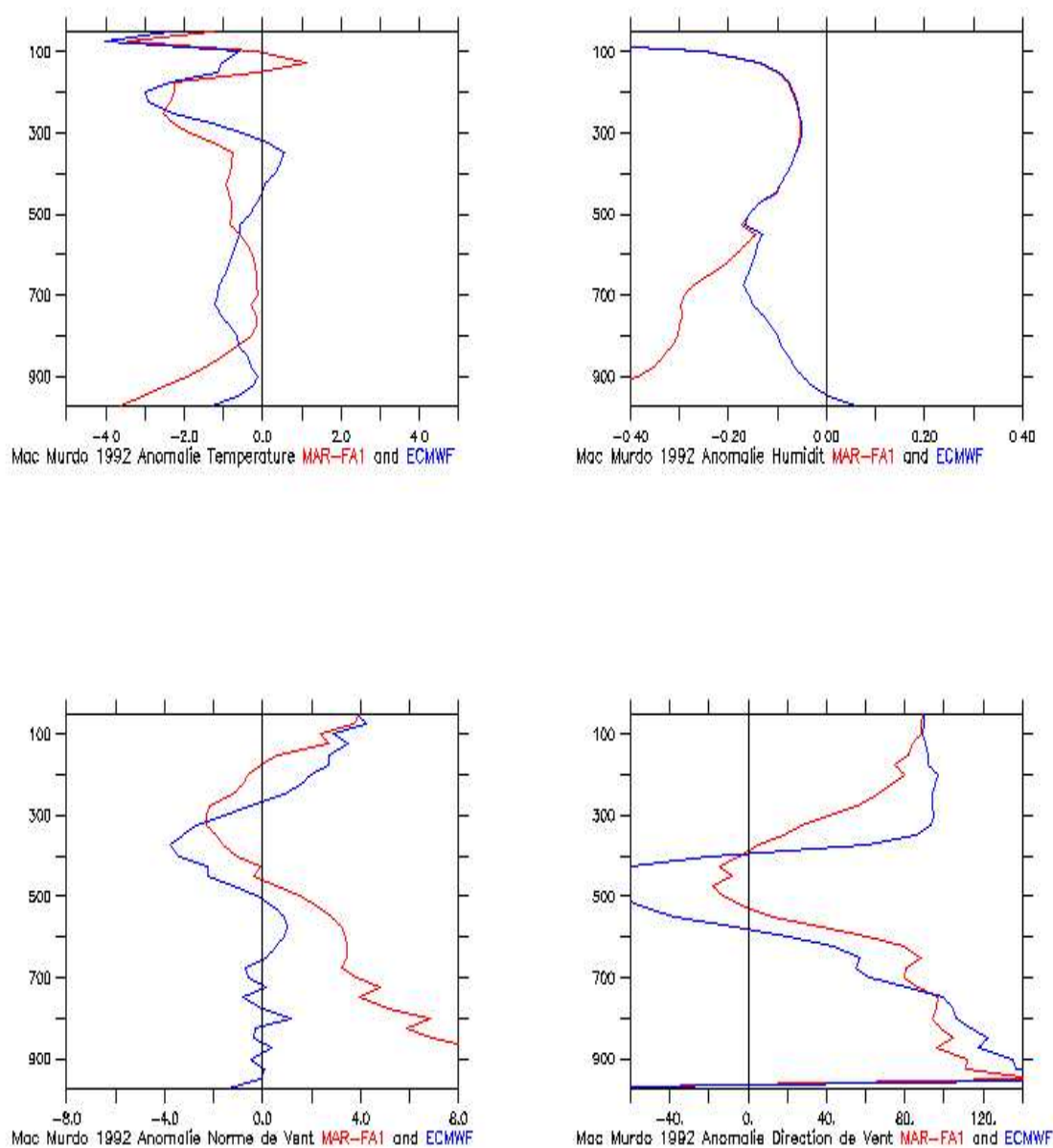


FIG. 4.12: En rouge, moyenne annuelle sur 1992 de la différence entre MAR-FA₁ et les sondages disponibles. En bleu, moyenne annuelle sur 1992 de la différence entre ERA-40 et les sondages disponibles. L'axe des ordonnées est la pression en hPa. En haut à gauche : anomalie de température (°C). En haut à droite : anomalie d'humidité relative. En bas à gauche : anomalie de norme du vent (m.s⁻¹). En bas à droite : anomalie de direction du vent en degrés.

être transcrite correctement sur un maillage à 40 km de résolution. La même analyse à 20 km de résolution pour MAR donne d'ailleurs des résultats plus proches des observations (non montré). Les températures et les vitesses d'ERA-40 sont plus acceptables que celles de MAR-FA₁, mais les sondages de Mc Murdo sont utilisés dans la procédure de réanalyse de ERA-40.

Les précipitations

Sur la calotte, le bilan de masse simulé par MAR a été évalué dans (Gallée *et al.*, 2005) et semble correctement simulé. Nous nous intéressons donc plutôt aux précipitations sur l'océan, et nous utilisons ERA-40 comme comparatif. Notons que ERA-40 présente un bogue qui sous-estime les chutes de neiges de 1992 à 1994 (voir le site de l'ECMWF), et que les précipitations aux très basses latitudes présentent de toute façon une forte disparité en fonction des jeux de données utilisés (Beranger *et al.*, 2006). Le Fig. 4.13 donne un exemple des jeux de données existant. En fait, les mesures de précipitations aux très basses latitudes sont très rares.

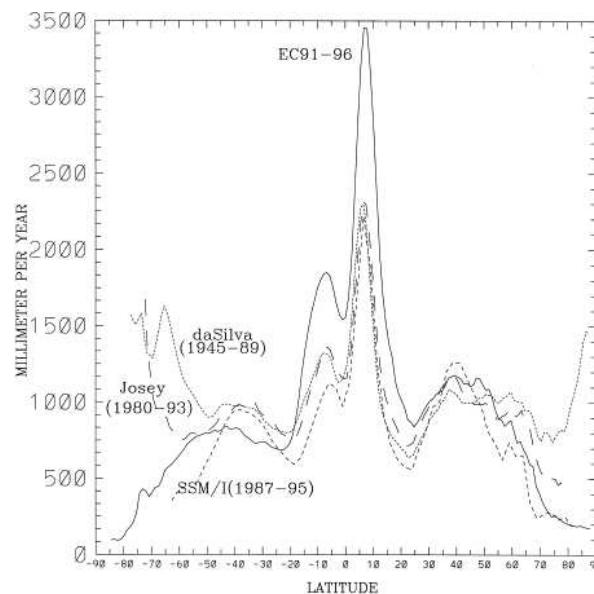


FIG. 4.13: Distribution en latitude des précipitations annuelles moyennées zonalement (Beranger *et al.*, 2006).

Sur la Fig. 4.14, on constate que MAR-FA₁ a des précipitations de l'ordre de 10 fois moins importantes que ERA-40 au dessus de l'océan. Le manque de données à ces latitudes engendre une incertitude élevée sur les précipitations (Fig. ??). Néanmoins, si l'on considère une simulation de MAR sur un domaine étendu à l'ensemble de l'Antarctique, on constate deux choses : 1- les précipitations de MAR sur l'océan sont plus faibles que l'ensemble des données ; 2- les précipitations de MAR sur l'océan dépendent de la taille du domaine. Finalement, nous concluons ici à un biais des précipitations de MAR provenant du fait que MAR n'est pas forcé par des contenus nuageux aux frontières. Ce biais a été corrigé suite à ce constat, mais les simulations présentées ici n'intèfrent pas cette amélioration.

Les flux turbulents

Nous ne disposons pas de mesures des flux turbulents sur l'océan (par exemple par eddy correlation), et il est donc difficile d'évaluer les flux turbulents de MAR sur l'océan. Néan-

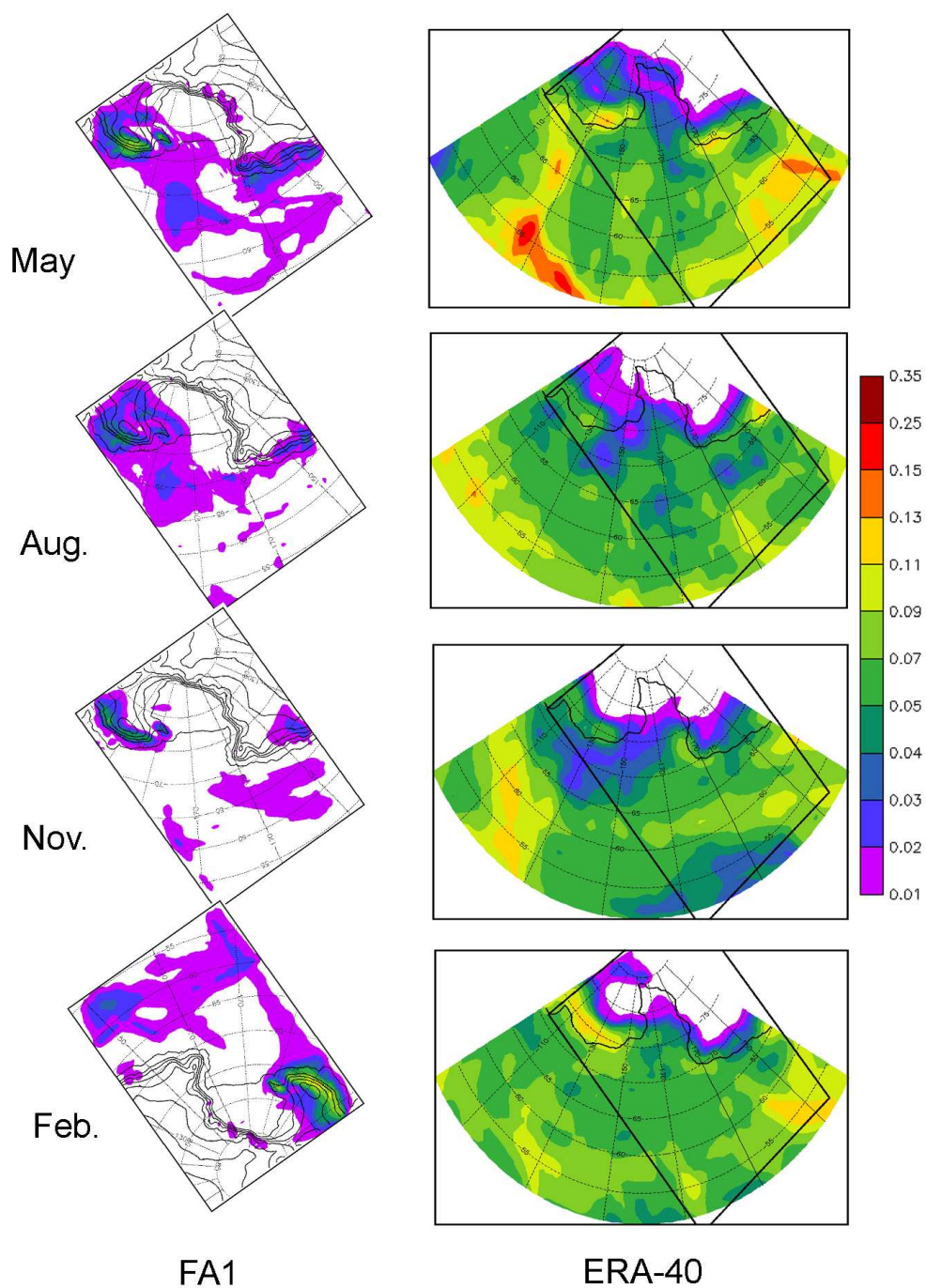


FIG. 4.14: Précipitation mensuelle, en m d'eau équivalent. A gauche, MAR-FA1. A droite, ERA-40 (en projection stéréographique). Il s'agit des mois de mai, août et novembre de l'année 1992, et du mois de février de l'année 1993. Le contour noir épais représentent le bord de la calotte. Le rectangle incliné sur les figures de droite représente le domaine de l'ensemble de nos simulations.

moins, nous les avons comparé à ceux calculés par NEMO, pour mieux appréhender le couplage. Les flux de chaleur latente issus de MAR et ceux calculés par NEMO sont très proches, contrairement aux flux de chaleur latente. Ces derniers diffèrent de 30 à 70 W.m^{-2} , et il y a moins d'évaporation dans MAR. L'origine de cette différence n'est pas la sécheresse de l'atmosphère de MAR, puisque si l'on calcule le flux de chaleur latente comme dans NEMO (Large et Yeager, 2004) mais avec l'humidité de MAR à la place de celle d'ERA-40, la différence passe de 30 à 110 W.m^{-2} . La différence vient donc des paramétrisations. Large et Yeager (2004) utilisent une paramétrisation du coefficient de transfert turbulent pour l'humidité C_H qui diffère entre le cas stable et le cas instable, ce qui n'est pas le cas dans MAR. Ceci n'est d'ailleurs pas le cas pour le coefficient C_E pour la chaleur sensible dans NEMO. Nous ne concluons pas ici sur un biais de MAR ou de NEMO car rien ne permet de dire quelle paramétrisation est la plus réaliste.

4.5 FA₂ : MAR forcé par FO₁

4.5.1 Forçages et conditions initiales

L'état initial et les forçages latéraux de cette simulation sont en partie une interpolation de ERA-40, mais les champs purement océaniques proviennent de la simulation FO₁. Ces champs sont la SST, ainsi que la fraction de la glace de mer. Le modèle de sol reste SISVAT dans cette simulation, c'est à dire que MAR voit la fraction de glace de NEMO-FO₁, mais SISVAT calcule lui-même la température et l'épaisseur de la banquise.

Cette simulation a pour avantage d'être assez proche du couplage que l'on veut réaliser, et permet une identification directe du rôle du couplage pour MAR, sans que l'on puisse imputer cela à NEMO. Par exemple, le manque de réalisme de la glace de mer estivale dans NEMO peut à elle seule engendrer une dérive importante de l'atmosphère de MAR. Par contre, on peut soupçonner une inconsistance, dans la mesure où on impose aux frontières de MAR des vents ERA-40 ayant vu la glace de mer ERA-40, alors qu'on force la surface de MAR avec la fraction de glace de mer NEMO qui est différente. En fait, l'inconsistance n'est que partielle, dans la mesure où l'expérience FO₁ qui sert à forcer MAR a elle-même vu les champs turbulents issus des champs ERA-40. De plus, les flux radiatifs de CORE ont été corrigés pour les hautes latitudes (Large et Yeager, 2004), et devraient donc être proches de ceux calculés par MAR.

4.5.2 Analyse de FA₂

La simulation FA₂ sert de référence pour l'évaluation de TANGO dans le chapitre suivant. On y retrouve les traits caractéristiques de la physique de MAR décrits dans la partie 4.4. La différence de couverture de glace de mer par rapport à FA₁ engendre des différences atmosphériques. Nous n'analysons pas ces différences ici, car les conditions aux frontières diffèrent quelque peu entre FA₁ et FA₂, ce qui empêche toute comparaison sérieuse. Par contre, le forçage latéral de FA₂ est exactement celui utilisé pour les simulations avec TANGO.

4.6 FO₂ : NEMO forcé par FA₂

4.6.1 Forçages et conditions initiales

L'état initial et les forçages latéraux de cette simulation sont les mêmes que pour FO₁, mais le forçage de surface utilise les champs atmosphériques de FA₂, toujours avec les formules aérodynamiques de masse de Large et Yeager (2004) pour les flux turbulents. Ce forçage est consistant dans la mesure où MAR est lui-même imbriqué dans ERA-40, et que ERA-40 force en partie G70, qui donne lui-même les conditions aux frontières de FO₁ et FO₂. Cette simulation a été réalisée afin de comprendre si le comportement de l'océan dans le couplage est uniquement lié au fait que MAR remplace CORE/ERA-40, ou s'il résulte de mécanismes de rétroactions dans le couplage.

4.6.2 Analyse de FO₂

La simulation FO₂ subit un forçage atmosphérique qui s'écarte du forçage réel parce que la simulation FA₂ est elle-même différente de la simulation « réelle » FA₁. Par conséquent, cela n'apporte pas grand chose de comparer FO₂ à FO₁ en détail. Cette simulation sera donc décrite plus en détail dans le chapitre suivant, pour évaluer TANGO. Nous comparons uniquement la surface et le volume de glace de mer des 2 simulations (Fig. 4.15). On y voit que le cycle de glace de mer de FO₂ est comparable à celui de FO₁, même s'il y a plus de glace dans FO₂ en été comme en hiver. On voit aussi que cet écart est de l'ordre de celui entre ERA-40 et FO₁. Le chapitre suivant donne plus de détails sur FO₂ en la comparant aux simulations couplées.

Le forçage de NEMO par MAR « réaliste » FA₁ a été effectué ; il est décrit sous le nom de FO₃ dans l'Annexe B. Nous y décrivons en détail l'influence du forçage MAR par rapport à un forçage CORE. Cela permet par exemple d'évaluer le masque utilisé dans FO₁ pour mieux représenter les vents catabatiques, mais la simulation FO₃ ne nous sert pas dans l'évaluation de TANGO.

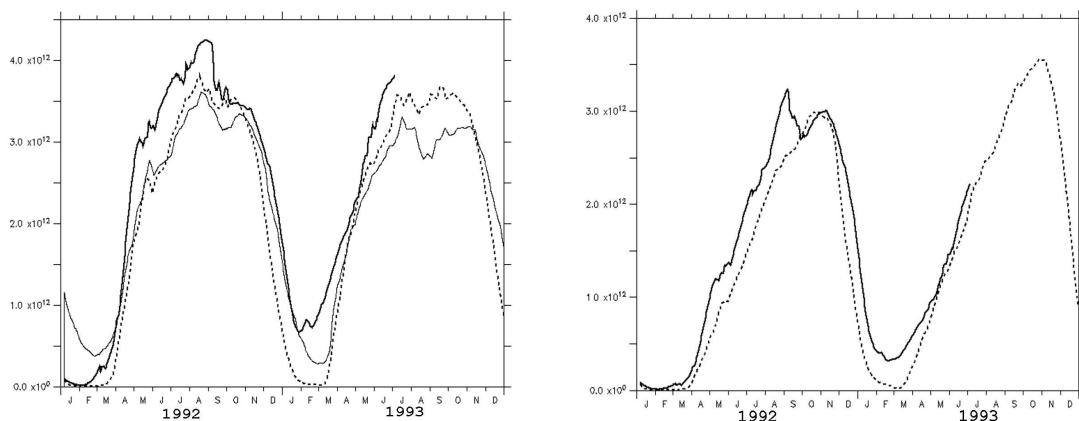


FIG. 4.15: A gauche : surface totale de glace de mer en m² dans ERA-40 (trait fin continu), dans FO₂ (trait continu épais), et dans FO₁ (pointillés). A droite : volume total de glace de mer en m³ dans FO₂ (trait continu épais) et dans FO₁ (pointillés).

4.7 CO_A et CO_B : Les simulations couplées

Ce qui est décrit ici s'applique autant pour TANGO-A que pour TANGO-B. Les simulations produites sont ainsi appelées respectivement CO_A et CO_B .

4.7.1 Etat initial

En conséquence de ce qui a été dit dans les parties précédentes, c'est l'expérience FA_2 qui sert de condition initiale pour l'atmosphère. Elle a d'abord tourné du 01-12-1991 au 31-12-1991, et les sorties du 31-12-1991 à minuit servent de conditions initiales à la configuration couplée. Pour les conditions initiales océaniques, on se sert de l'état initial de la simulation FO_1 . Il aurait probablement été préférable d'utiliser NEMO forcé par MAR pendant quelques années comme état initial, mais le temps de calcul pour l'atmosphère rend cela équivalent à faire tourner TANGO quelques années avant les analyses.

4.7.2 Conditions aux frontières

Durant cette expérience, plus rien n'est imposé à l'interface océan-atmosphère, mais on doit toujours imposer des conditions aux frontières. Ces conditions sont les mêmes que pour les expériences FA_2 et FO_1 , c'est à dire ERA-40 pour l'atmosphère, et la simulation globale G70 pour l'océan (elle même forcée par des réanalyses).

L'ensemble de la stratégie de couplage est résumé sur la Fig. 4.16. Le chapitre suivant est consacré à l'évaluation des simulations couplées.

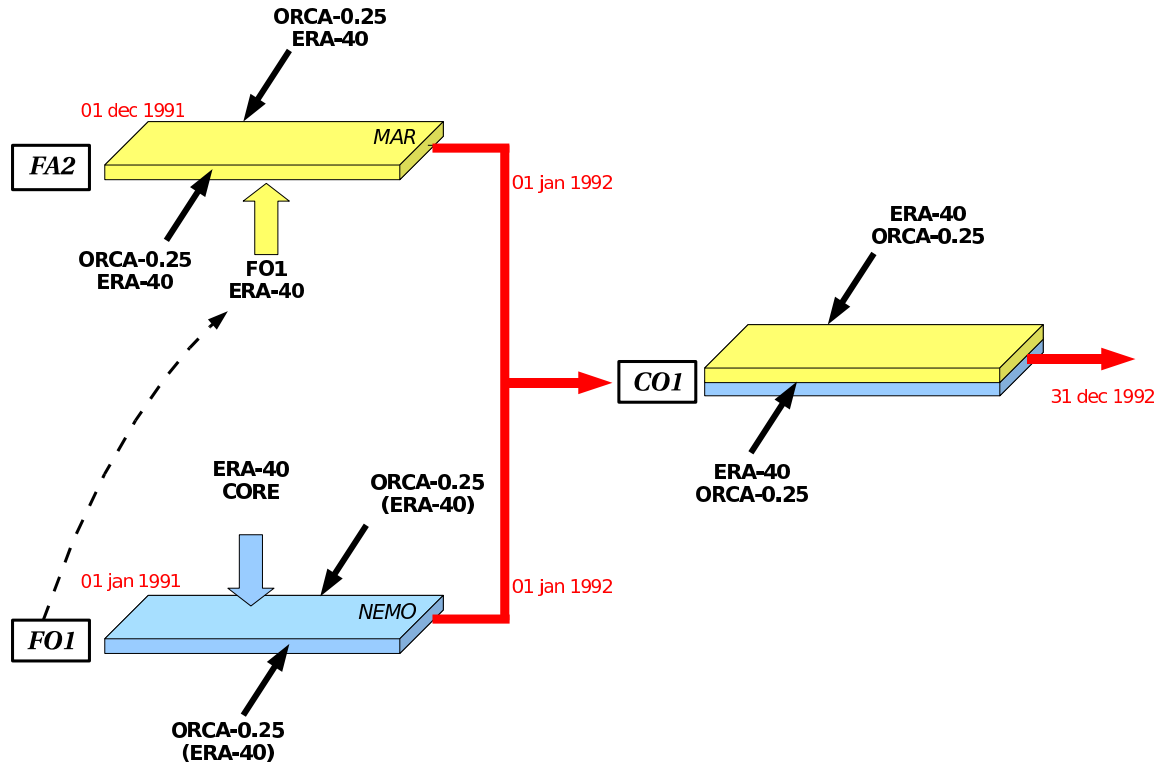


FIG. 4.16: Stratégie d'élaboration des expériences couplées.

4.8 Synthèse

L'ensemble des simulations qui viennent d'être décrites sont synthétisées dans le tableau 4.1. Retenons principalement que MAR a un comportement trop sec et trop froid dans son ensemble ; pour ce que l'on sait de l'océan dans la région de Ross, NEMO simule correctement les caractéristiques de l'océan, mis à part qu'il n'a pas assez de glace de mer en été, et un peu trop en hiver. Dans la suite, nous utilisons FA₂, c'est-à-dire MAR forcé par une simulation océanique standard (FO₁), puis FO₂, c'est à dire NEMO forcé par FA₂. Le but de cette manoeuvre est de faire ressortir le rôle du couplage plutôt que le rôle du forçage dans les comparaisons du chapitre suivant.

CHAPITRE 5

Evaluation de TANGO

5.1	Caractéristiques globales de CO_A et CO_B	109
5.1.1	Préambule	109
5.1.2	L'océan	109
5.1.3	La couverture de glace de mer	111
5.1.4	L'atmosphère	111
5.1.5	Synthèse	117

Résumé

D'un point de vue général, le cycle de glace de mer est bien reproduit dans TANGO. La simulation CO_A (flux turbulents calculés par MAR) diverge des simulations forcées à cause d'une différence de paramétrisation du flux de chaleur latente. La simulation CO_B (flux turbulents calculés comme dans NEMO forcé) diverge des simulations forcées, ce qui prouve que des rétroactions sont effectives et nécessitent le couplage pour être prises en compte.

Abstract

The sea ice cycle is generally well reproduced in TANGO. The experiment CO_A (turbulent fluxes calculated in MAR) differs from the forced experiments because of a difference in the latent heat flux parametrization. The experiment CO_B (turbulent fluxes calculated as in forced NEMO) differs from forced experiments, which show that some feedbacks are taken into account.

5.1 Caractéristiques globales de CO_A et CO_B

5.1.1 Préambule

La simulation CO_A (couplage classique, dans lequel MAR envoie directement ses flux de chaleur en surface) couvre la période du 1^{er} janvier 1992 au 31 octobre 1992. La simulation CO_B (couplage dans lequel MAR envoie T_{atm} , \vec{v}_{atm} , les flux étant ensuite calculés dans NEMO) couvre la période du 1^{er} janvier 1992 au 31 août 1992.

On notera avec attention que les deux simulations couplées ainsi que la simulation océanique forcée FO_2 présentent une erreur de codage en ce qui concerne le calcul de la salinité. Cette erreur rend impossible toute analyse sérieuse des profils verticaux océaniques. Sans cette erreur, les 3 simulations devraient avoir une salinité plus élevée en surface, et une analyse détaillée montre que l'océan de CO_A devrait être d'avantage stratifié. Néanmoins, l'ensemble des 3 simulations se comporte de la même façon vis à vis de la salinité, et il est donc tout à fait légitime de comparer l'océan dans chacune d'elles. Cette erreur a été corrigée depuis, mais l'important coût en temps de calcul nous a empêchés de présenter les résultats dans ce rapport.

Dans la suite, on appelle $\text{CO}_{A/B}$ les simulations couplées si l'on fait autant référence à CO_A qu'à CO_B .

5.1.2 L'océan

Sur la Fig. 5.1 est tracé le contenu calorifique des 650 premiers mètres de l'océan pour le domaine carré représenté sur la Fig. 5.2, à savoir : $\frac{1}{V} \iiint_{650}^0 T(x, y, z) dx dy dz$. Au delà de 650 m de profondeur, l'ensemble des simulations converge. Le domaine carré est choisi suffisamment au Nord pour permettre de s'affranchir momentanément des questions concernant la glace de mer ; il est également situé de façon à recevoir l'ACC à la fin de sa traversée du domaine de simulation, de façon à intégrer au maximum les effets du couplage. On constate que CO_A est plus chaud que FO_2 dès le début de la simulation (d'environ 0,08 K en février), et cette différence augmente jusqu'en hiver (pour atteindre environ 0,26 K en juin). La simulation CO_B , elle, se comporte différemment, et son contenu calorifique suit celui de FO_2 .

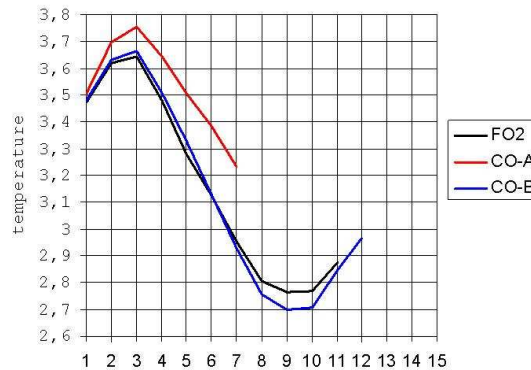


FIG. 5.1: A gauche : moyenne sur l'ensemble du domaine de la température des 650 premiers mètres de l'océan. Les mois sont numérotés de 1 à 15 à partir de janvier 1992.

basés sur la théorie de Monin-Obukhov (voir partie 3.1), mais le calcul est différent en ce qui concerne le calcul du coefficient de transfert turbulent C_H à l'état de stabilité neutre. NEMO se comporte habituellement correctement avec un flux de chaleur latente plus fort que celui calculé par MAR, mais les variables atmosphériques de forçage ayant été ajustées pour un modèle d'océan (Large et Yeager, 2004), il n'est pas dit que les flux turbulents calculés par NEMO soient réalistes. D'un autre côté, bien que ce schéma de turbulence de MAR donne de bons résultats à Dôme C (Gallée, EGU 2006), les flux turbulents de MAR n'ont jamais été évalués sur l'océan. Tout ceci illustre l'importance de la paramétrisation de la turbulence devant les problèmes de couplage en eux-mêmes. Pour conclure, cette différence de paramétrisation empêche toute identification évidente de rétroactions. Ainsi, à ce stade, on ne peut toujours pas dire si TANGO est utile, c'est-à-dire s'il simule des rétroactions liés au couplage.

5.1.3 La couverture de glace de mer

La glace de mer étant à l'interface océan atmosphère, c'est une variable primordiale pour le système couplé. Nous commençons donc par nous intéresser à ses caractéristiques globales. La Fig. 5.4 représente la surface totale de glace de mer dans le domaine d'étude. Rappelons que les conditions aux frontières latérales pour la glace de mer sont les mêmes dans chaque simulation ; les différences viennent donc uniquement des échanges énergétiques de part et d'autre de la glace. D'un point de vue général, le cycle saisonnier de la glace est bien reproduit, avec moins de 5% de différence de couverture totale en hiver entre les simulations couplées et FO₂. La Fig. 5.5 montre que l'écart relatif entre CO_B et FO₂ est plus important en ce qui concerne le volume. En hiver, l'écart maximal est équivalent à 3 cm répartis sur une glace de mer de 72 cm d'épaisseur moyenne.

Le retard à la croissance de la glace de mer de CO_A par rapport à FO₂ est le résultat d'une SST plus élevée. Comme ceci résulte d'une différence de paramétrisation entre CO_A et FO₂, nous n'allons pas plus loin dans l'analyse de la banquise de CO_A.

Par contre, la différenciation des courbes de surface et volume de CO_B et FO₂ s'avère extrêmement intéressante. En effet, les paramétrisations étant égales entre les 2 expériences, la différence qui apparaît en mai 1992 ne peut venir que de la prise en compte de rétroactions dans CO_B. A ce jour, les mécanismes physiques de rétroactions n'ont toujours pas été identifiés, et des analyses ultérieures seront nécessaires. Toujours est-il que la solution couplée diffère de la solution forcée, toute paramétrisation étant égale. Cela prouve l'utilité du couplage à l'échelle régionale.

5.1.4 L'atmosphère

Maintenant, il convient de caractériser les différences de circulation atmosphérique. Nous rappelons que dans toutes les simulations, la partie atmosphérique calcule ses propres flux, c'est-à-dire que la paramétrisation est la même pour toutes les expériences.

Température

Nous considérons séparément plusieurs zones carrées de 400 km de côté, contenant chacune 100 points de grilles de MAR, et centrées dans des zones que des analyses détaillées ont révélées intéressantes (voir Fig. 5.6). On analyse ensuite l'évolution annuelle de la température moyenne de la couche limite de surface dans chaque boîte (Fig. 5.7).

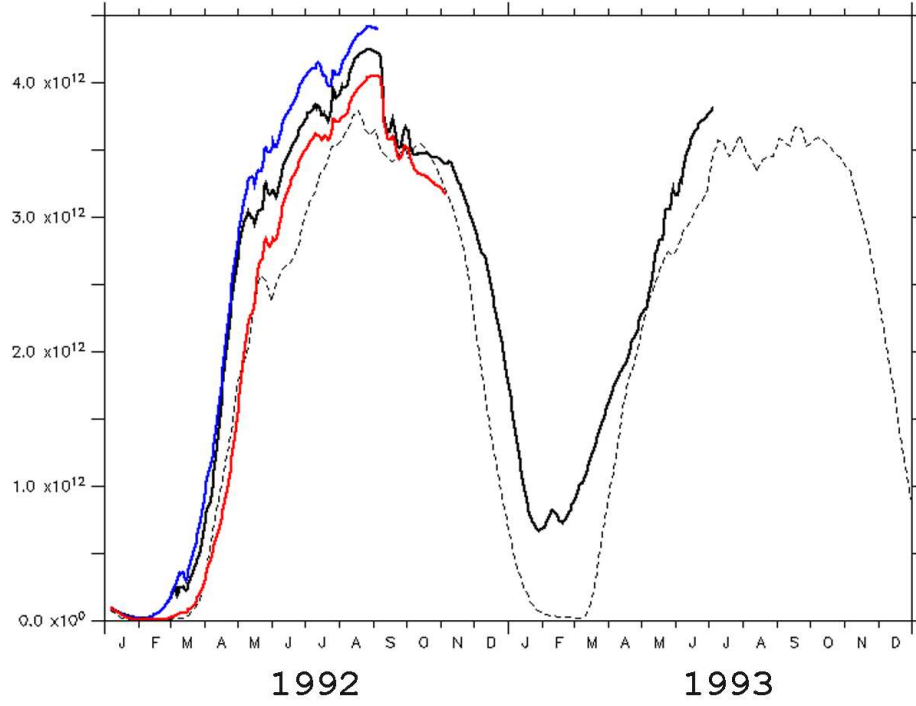


FIG. 5.4: Surface de glace de mer dans le domaine d'étude (en m^2). TANGO- CO_A est en rouge, TANGO- CO_B en bleu, NEMO- FO_2 en trait épais continu noir, et NEMO- FO_1 en pointillés noirs épais.

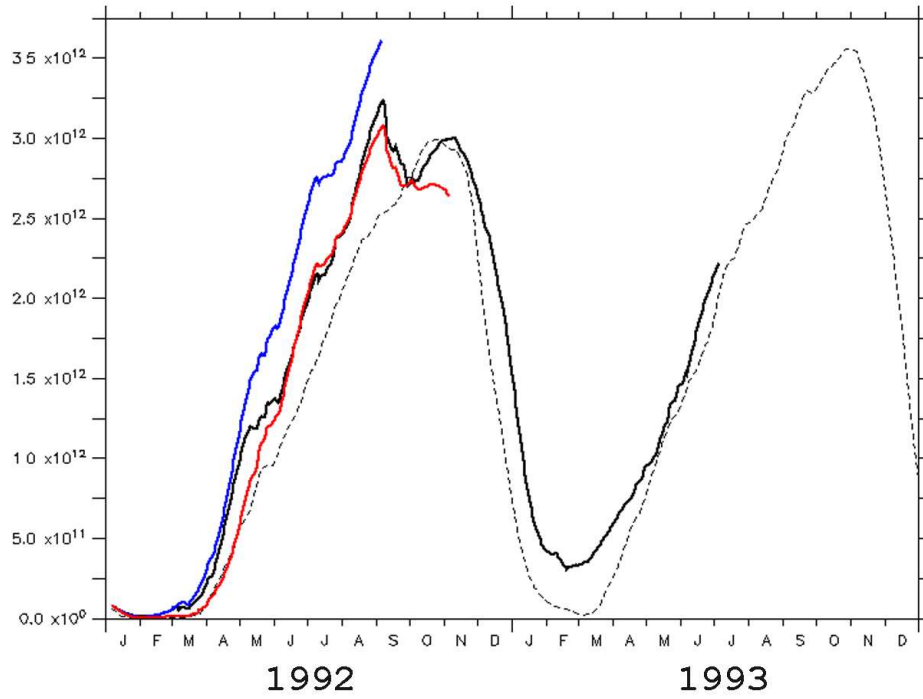


FIG. 5.5: Volume de glace de mer dans le domaine d'étude (en m^3). TANGO- CO_A est en rouge, TANGO- CO_B en bleu, NEMO- FO_2 en trait continu noir épais, NEMO- FO_1 en pointillés noirs épais.

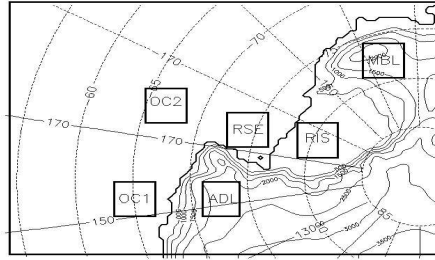


FIG. 5.6: Boîtes d'étude. RIS=Plate-forme de Ross ; MBL=Marie Byrd Land ; ADL=Adélie Land ; RSE=Mer de Ross ; OC1=Océan-1 ; OC2=Océan-2.

De façon générale, les événements froids et chauds ainsi que le cycle saisonnier sont similaires entre les couplés et FA_2 ; cela tient probablement du forçage latéral atmosphérique, et de l'influence des vents catabatiques de grande échelle. En analysant plus en détail les courbes de la Fig. 5.7, on constate que les simulations couplées sont plus froides que FA_2 en hiver austral, au dessus de la Mer de Ross et de la Plate-forme de Ross. Ailleurs, et aux autres saisons, les différences sont moins marquées. En suivant l'activité cyclonique en continu, on constate que les cyclones arrivent généralement dans le domaine de simulation par la frontière inférieure, vers $65^\circ S$. Ils suivent ensuite la Côte de la Terre Adélie, puis celle de Oates avant d'aller « mourir » en Mer de Ross ou un peu plus loin. Ce chemin fréquemment emprunté par les cyclones se traduit par une ceinture de basse pression sur les moyennes mensuelles. Dans CO_B , la pression est plus élevée dans cette zone, car l'activité cyclonique est moins intense. Ou autrement dit, les cyclones passant par ce chemin sont moins creusés (Fig. 5.8). Le gradient de température perpendiculaire au chemin du cyclone est très proche dans CO_B et dans FO_2 (mois de 10% d'écart relatif de la norme du gradient). Par contre, les cyclones de FA_2 reçoivent plus d'énergie via les flux de chaleurs turbulents, car le front glace de mer (issu de FO_1) se trouve sur le passage des cyclones. Dans CO_B , le front de glace de mer est plus au Nord, et les cyclones voient plus de glace. Cette différence explique la température plus froide sur la banquise dans les simulations couplées.

Sur la Plate-forme de Ross, c'est différent, et on n'observe pas de changement de vitesse du vent. Le profil de température moyenné sur la boîte RIS de la Fig. 5.7 en JJA est tracé sur la Fig. 5.9. Ceci caractérise l'effet d'un nuage bas vers 70 m de hauteur, plus épais dans CO_B que dans FA_2 . Cette différence est liée au changement d'advection d'humidité, et provoque plus d'énergie infra-rouge vers le bas dans CO_B (non montré). Il semble que la Plate-forme de Ross soit réputée pour avoir des températures difficiles à simuler, à cause de ces nuages bas.

Précipitations

La Fig. 5.10 donne les précipitations mensuelles totales sur l'océan. On constate des écarts relatifs entre les simulations couplées et FA_2 de l'ordre de 5% le plus souvent. En février et mars, la surface de l'océan est plus chaude dans CO_A que dans FA_2 , ce qui a pour conséquence une humidité relative de la couche de surface plus élevée dans CO_A (non montré), qui peut donc précipiter davantage. Ceci montre que TANGO est capable de simuler des rétroactions, même si celles-ci ont pour origine une différence de paramétrisation des flux : MAR chauffe plus l'océan,

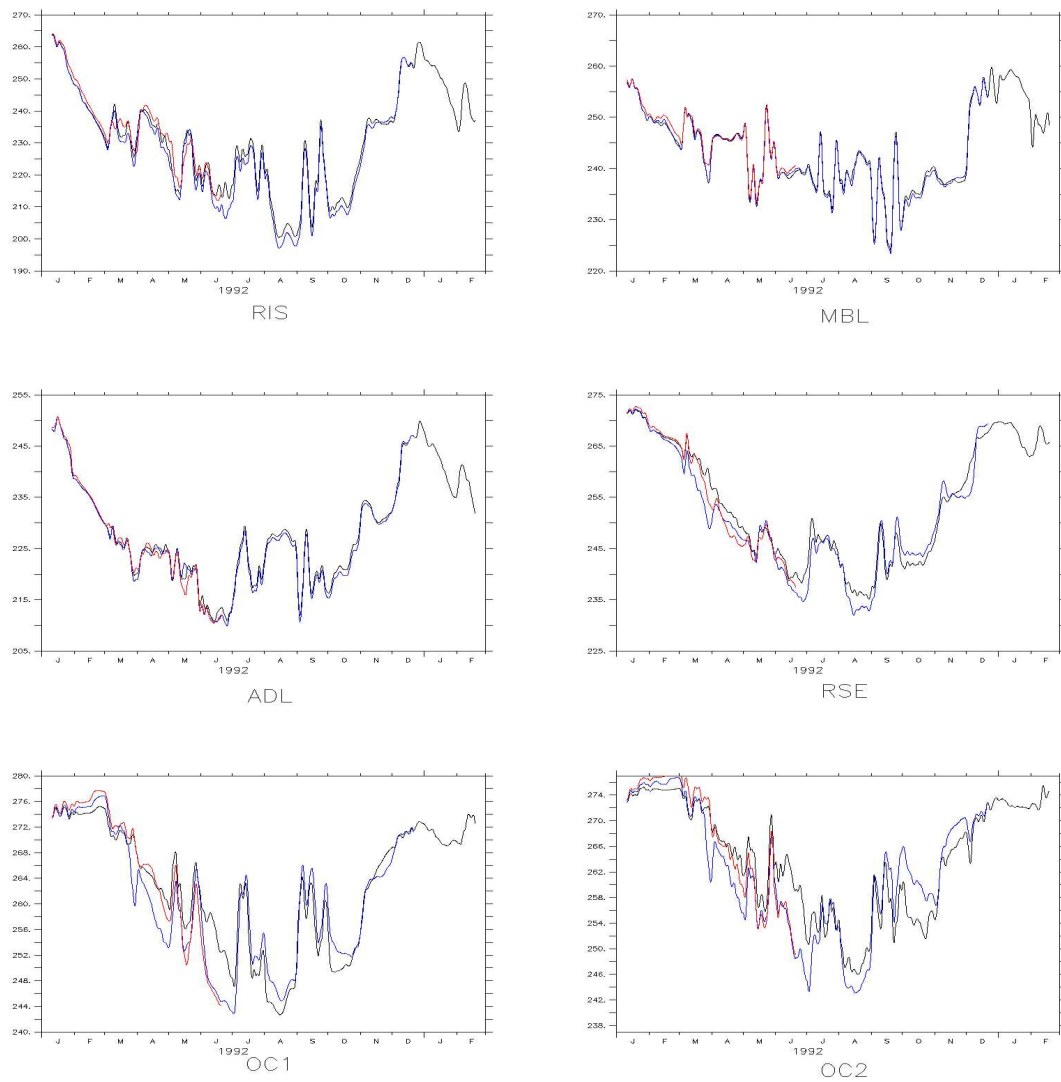


FIG. 5.7: Température de l'air du niveau le plus bas de MAR (environ 10 m), moyennée dans les boîtes de la Fig. 5.6, dans MAR-FA₂ (noir), CO_A (rouge) et CO_B (bleu). Les courbes sont toutes des moyennes glissantes de plus ou moins 10 jours.

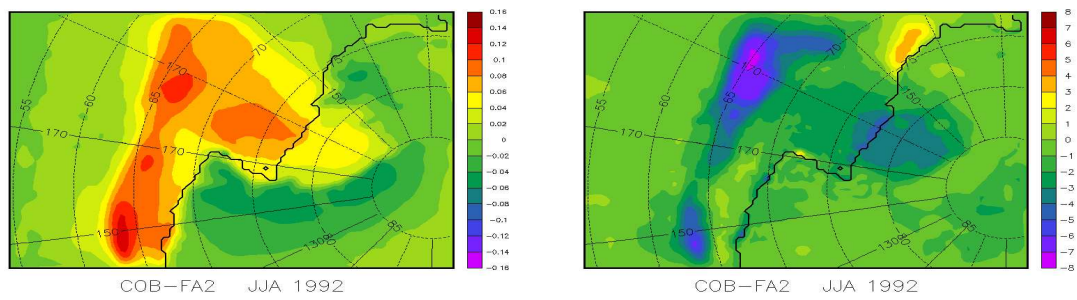


FIG. 5.8: A gauche : différence de pression au niveau du sol (en kPa) entre CO_B et FO_2 . A droite : idem pour la température de l'air en surface (K). Les valeurs sont moyennées sur Juin, Juillet, Août 1992.

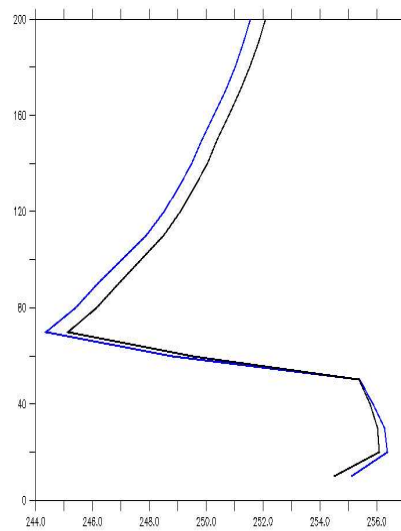


FIG. 5.9: profils de température potentielle moyennés sur la boîte RIS de la Fig. 5.6. En bleu CO_B , et en noir, FA_2 .

celui-ci s'évapore donc davantage que dans FA₂, MAR produit donc plus de précipitations. Ceci devrait avoir pour conséquence de diminuer la salinité de surface de CO_A par rapport à FO₂, augmentant ainsi la stratification de l'océan, et concentrant encore d'avantage l'effet du flux de chaleur latente sur la surface. Malheureusement, le défaut mentionné au début de ce chapitre nous empêche de le vérifier.

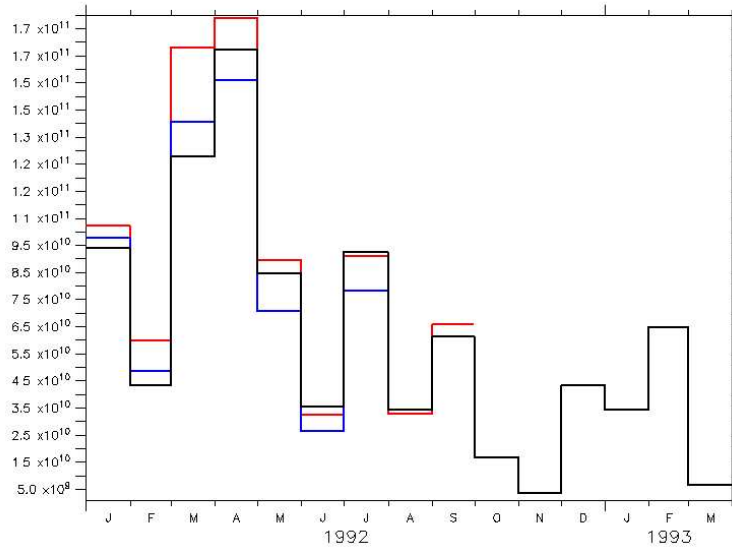


FIG. 5.10: Précipitations mensuelles (liquides et solides) en m³, intégrées sur l'ensemble du domaine océanique. En noir continu, FA₂ ; en rouge, CO_A ; et en bleu, CO_B.

Les polynies

Deux polynies ont été analysées en détail, la polynie de la Terre Adélie (144°E), et la polynie de Ross (173°E). En hiver (JJA), l'extension des polynies et l'épaisseur de glace environnante varient très peu d'une simulation à l'autre, et ce de façon complexe. La glace totale produite dans chacune d'elles en JJA diffère de moins de 7%. On retrouve en fait les différences de la partie 5.1.3 dans les polynies, c'est-à-dire que CO_A se couvre moins vite de glace que FO₂ en hiver mais les flus turbulents y sont plus forts. D'autre part la variabilité a été comparée sur l'ensemble de la période simulée, et on y observe les mêmes oscillations, bienque l'amplitude varie quelque peu à cause de ce qui vient d'être évoqué. Il n'est pas remarquable que ces polynies soient présentes dans l'ensemble des simulations, puisque celles-ci doivent surtout leur présence aux vents catabatiques, eux-mêmes régis par la topographie de la calotte.

Par contre, des différences apparaissent au moment de la formation des polynies, au mois d'Avril. La Fig. 5.11 montre la fraction de glace de mer dans CO_A et dans FO₂. La différence de répartition de la banquise entre couplé et forcé engendre une différence de circulation, comme le montre la Fig. 5.12. La dépression présente en Avril 1992 sur la Mer de Ross se trouve plus creusée dans CO_A que dans FA₂, à cause d'une différence de baroclinie. En conséquence, les

vents sont plus rapides dans CO_A , jusqu'à 5 m.s^{-1} au dessus de la polynie de Ross. Cette intensification du vent engendre à son tour une augmentation de la production de glace de mer dans la polynie, comme le montre la Fig. 5.13. Nous constatons donc qu'une rétroaction a été simulée ici, puisqu'une différence de répartition de glace de mer engendre une différence du système de pression, qui à son tour engendre une différence de production de glace de mer.

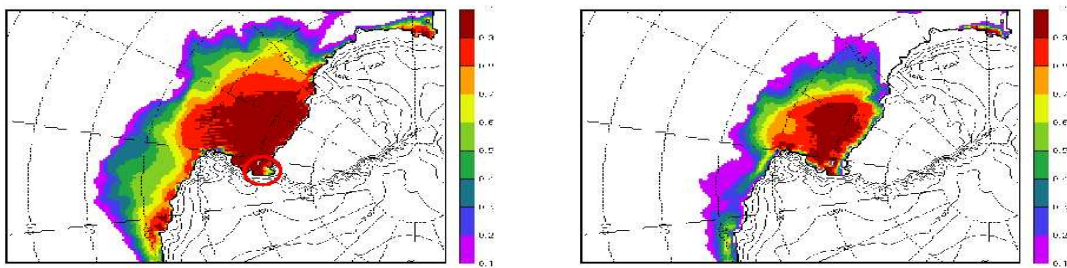


FIG. 5.11: A gauche : fraction de glace de mer moyenne du mois d'avril 1992 dans FO_2 . A droite : idem pour CO_A .

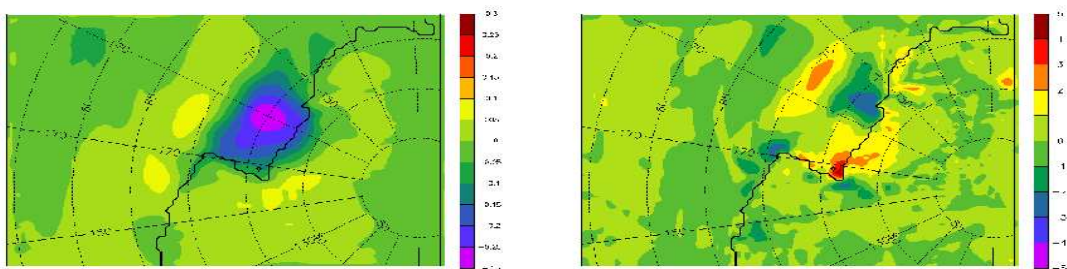


FIG. 5.12: A gauche : différence de pression de surface entre CO_A et FA_2 (kPa).

5.1.5 Synthèse

Finalement, le modèle TANGO se comporte bien du point de vue de la variabilité, aussi bien en ce qui concerne la glace de mer que l'atmosphère. L'expérience CO_A révèle que la paramétrisation des flux turbulents de surface est d'une grande importance, car ils modifient l'ensemble du système climatique en surface (stratification de l'océan, SST et précipitations). Une rétroaction positive a été mise en évidence à ce propos. D'autre part, les polynies sont correctement représentées dans TANGO, et nous avons montré qu'elle pouvaient être le lieu de rétroactions. Enfin, la solution couplée diverge de la solution forcée, toute paramétrisation étant égale, ce qui prouve qu'un tel modèle couplé est nécessaire pour étudier le climat de l'Antarctique.

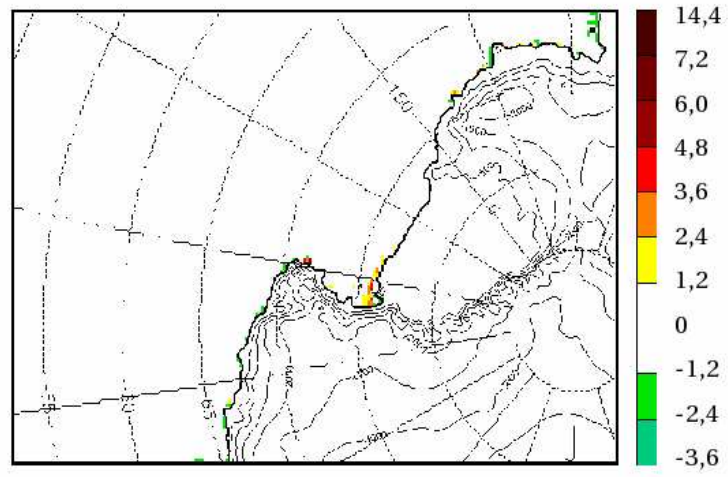


FIG. 5.13: Différence de production de glace entre CO_2 et FO_2 ($m \cdot mois^{-1}$).

Conclusions et perspectives

Abstract

First, the first evaluation of MAR over ocean has been performed. It shew bias regarding humidity and precipitations. A large difference has been exhibited between latent fluxes parametrization in MAR and the parametrization in NEMO. Katabatic Winds in the Transantarctic Mountains have been shown to be very sensitive to roughness length. Nevertheless, cyclogenesis is shown to be insensitive to katabatic forcing. Regarding NEMO, the behaviour of the regional configuration is very similar to the global configuration.

The general behaviour of TANGO is in relatively good agreement with available data. A first experiment differs from forced experiment because of a difference in the heat flux parametrization. The second experiment of TANGO, with the same parametrization than in NEMO is performed. It show a coupled solution that diverge from the forced solution. This shows that the coupling contains feedbacks.

In the future, it will be usefull to run TANGO either on a small area with a high resolution, or on the whole Antarctica with a coarser resolution. The first would allow us to know more about dense water formation prossesses. The second would allow us to make regional climate projection in Antarctica.

Conclusions

Cette toute première évaluation de MAR sur l'océan a permis de mettre en évidence une atmosphère trop sèche et un manque de précipitations. Ceci a été à l'origine d'améliorations très récentes de MAR (prise en compte des nuages aux frontières, novembre 2007). D'autre part, nous soulignons ici une différence importante de paramétrisation du flux de chaleur latente entre MAR et NEMO. Une évaluation détaillée de MAR au dessus de la Plate-forme de Ross a également révélé un biais froid et sec de MAR en dessous de 500 hPa. Ce constat est également à l'origine d'une amélioration récente de MAR (prise en compte des flocons de neige dans le schéma radiatif, octobre 2007). Les vents catabatiques de MAR dans les Montagnes Transarctiques se sont avérés être très sensible à la rugosité orographique. Celle-ci a donc été paramétrée finement grâce à des comparaisons à des stations météorologiques. Ceci nous a également permis de relativiser l'importance de l'écoulement catabatique sur un cas de cyclogénèse, contrairement à ce qui avait été dit dans les études précédentes. Le modèle NEMO, lui, se comporte aussi bien que le modèle global de même configuration.

L'objectif de cette étude était de créer un modèle couplé atmosphère - glace de mer - océan capable de simuler le climat propre à l'Antarctique. C'est chose faite puisque le modèle TANGO reproduit correctement les principales caractéristiques de la région de la Mer de Ross. En particulier, le cycle annuel de glace de mer est bien reproduit. Ceci valide au moins grossièrement le code de couplage utilisé.

L'analyse de la simulation dans laquelle MAR calcule les flux turbulents montre que le comportement de l'océan dans TANGO est fortement dépendant de la paramétrisation des flux turbulents de surface. Le manque de mesures directes de ces flux sur l'océan nous empêche néanmoins de choisir l'une ou l'autre des paramétrisations utilisées dans ce rapport.

L'analyse de la glace de mer de la simulation CO_B montre que la solution couplée diffère de la solution forcée. Comme les paramétrisations sont identiques dans chacune des simulations, nous concluons à l'existence de rétroactions climatiques dans TANGO. Ceci prouve qu'il est nécessaire de poursuivre le développement et l'utilisation du modèle TANGO. L'exemple de la polynie de Ross en avril nous a montré comment la glace de mer peut agir sur la circulation atmosphérique, qui à son tour modifie la production de glace de mer.

Finalement, TANGO est un modèle précieux dans le sens où il donne accès à un ensemble de champs climatiques cohérent dans lequel les rétroactions sont prises en compte. Une limite à l'utilisation du modèle TANGO est sans aucun doute la lourdeur de sa mise en oeuvre. Il y a en effet besoin de deux fois plus de forçages latéraux, de conditions initiales, et de calcul de relief (topographie ou bathymétrie). De plus, par rapport aux modèles régionaux forcés, TANGO s'écarte plus des observations, car il est moins contraint. Ceci peut être un désavantage pour certaines utilisations comme les études de cas. Notons tout de même que du fait des forçages latéraux, TANGO s'écartera moins des observations qu'un GCM couplé.

Concernant l'utilisation de TANGO, il convient d'être prudent. En effet, une analyse détaillée du contenu calorifique de l'océan montre que TANGO est en régime transitoire. Au niveau de l'ACC, le régime stationnaire est à peu près atteint au bout de quelques mois de simulation ; cela correspond au temps que mettent les masses d'eau pour traverser le domaine d'étude. Par contre, au niveau du plateau continental, le régime transitoire est plus long. Nos études n'ont pas permis d'atteindre le régime stationnaire, faute de temps de calcul suffisant. Il sera nécessaire par la suite de quantifier ce régime transitoire, de façon à pouvoir utiliser TANGO dans des études de variabilité climatique. Ce temps de mise en état stationnaire pourra également être étudié à l'aide de traceurs dans le modèle d'océan.

Perspectives

Dans les deux années qui suivent, il sera sans aucun doute intéressant de chercher à comprendre les mécanismes climatiques rendant la solution couplée différente de la solution forcée. Il faudra donc proposer des mécanismes de rétroaction et tenter de les vérifier à l'aide d'inter-comparaisons forcés-couplé. Ensuite, TANGO pourra être utilisé de deux façons distinctes.

D'abord, TANGO pourra être utilisé avec une résolution beaucoup plus fine (5 à 10 km), sur un domaine plus petit, afin d'étudier en détail des polynies côtières. En utilisant MAR avec un modèle de polynie, Petrelli *et al.* (2007) ont effectivement montré qu'on reproduisait très bien la variabilité de la polynie de Terra Nova Bay avec une telle résolution. L'avantage de TANGO serait ici de pouvoir simuler la formation d'eau dense et les transports sur le plateau continental. De tels travaux apporteraient probablement des informations précieuses, car très peu d'observations océaniques sont disponibles près de la Plate-forme glaciaire de Ross.

Une autre utilisation possible de TANGO sera de travailler sur un domaine comprenant la calotte Antarctique et l'ACC. L'idée n'est bien sûr pas de remplacer les GCM couplés par TANGO, mais cela permettrait d'obtenir une résolution sensiblement meilleure pour l'atmosphère (20 à 40 km), et surtout une représentation détaillée des processus physiques liés à la neige. Ce type de domaine posera des questions intéressantes en terme de dérive, puisque l'ACC sera « confinée » dans le domaine, et intégrera les effets du couplage pendant de longues périodes.

Ce domaine « péri-Antarctique » pourra alors servir à plus long terme, probablement d'ici 3-4 ans. Il sera alors intéressant de faire des simulations pluri-annuelles, de façon à tenter de répondre à certaines questions sur le fonctionnement du système climatique. Par exemple, il faudrait comprendre pourquoi la salinité de la Mer de Ross a diminué au cours de la seconde moitié du 20^{ème} siècle (Jacobs *et al.*, 2002), ou pourquoi l'extension de la banquise n'a pas varié en dépit du changement climatique récent (Liu *et al.*, 2004). Ces simulations seront forcées aux frontières par ERA-40 pour l'atmosphère, et par les simulations DRAKKAR pour l'océan.

Ainsi, après avoir vérifié le comportement de NEMO avec le climat présent, il sera intéressant de forcer TANGO par les sorties d'un GCM couplé forcé par des scénarii d'émission de gaz à effet de serre du GIEC. Le dernier rapport du GIEC (Randall *et al.*, 2007) souligne en effet le manque d'études régionales du changement climatique en Antarctique. Le GCM prédestiné est à priori IPSL-CM4 (voir Tab. 1.2) puisque son modèle d'océan est le même que celui de TANGO. On pourrait alors simuler le climat de la fin du 21^e siècle, pour voir si le climat moyen de TANGO diffère de celui de IPSL-CM4.

Enfin, à encore plus long terme, il serait souhaitable de permettre à la circulation océanique d'aller dans les cavités sous les Plate-formes glaciaires comme celle de Ross. La circulation sous les plate-formes joue effectivement un rôle majeur dans les processus de formations des masses d'eau autour de l'Antarctique (Beckmann et Goosse, 2003).

Annexes

A	Glossaire	126
B	NEMO forcé par MAR-FA ₁ (FO ₃)	127
B.I	Forçages et conditions initiales	127
B.II	Comparaison avec FO ₁	127
C	Passage de MAR à 20 km de résolution	134
C.I	Existence de couloirs catabatiques	134
C.II	Utilisation des AWS	134
C.III	Le couplage à 20km	134
D	Imbrication du couplage dans MAR	137
E	Imbrication du couplage dans NEMO	138
F	Paramètres utilisés dans les modèles	139
F.I	MAR - MARctr.dat	139
F.II	OPA - namelist	140
F.III	LIM - namelist_ice	146
F.IV	OASIS - namcouple	149

A Glossaire

AABW	: AntArctic Bottom Water.
AAIW	: Antarctic Intermediate Water.
AAO	: AntArctique Oscillation (ou HLM, ou SAM).
AAOI	: AntArctic Oscillation Index.
AGCM	: Atmospheric General Circulation Model.
AWS	: Authomatic Weather Station.
ACC	: Antarctic Circumpolar Current.
AWS	: Automatic Weather Station.
DISW	: Deep Ice Shelf Water.
DRAKKAR	: projet européen de modélisation de l'océan
ENSO	: El Niño Southern Oscillation.
ECMWF	: European Center for Meteorological Weather Forecasts.
EPLWG	: European Polar Low Working Group.
GCM	: Modèle de climat global (couplé).
GIEC	: Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Etude du Climat (IPCC en anglais).
HLM	: High Latitude Mode (ou AAO, ou SAM).
HSSW	: High Salinity Shelf Water.
LAITUE	: L'Association Interdoctorants Terre-Univers-Environnement.
LIM	: Louvain Ice Model (code numérique de modélisation de la glace de mer).
LSSW	: Low Salinity Shelf Water.
LW	: Long Wave (infrarouge).
MAR	: Modèle Atmosphérique Régional.
MCDW	: Modified Circumpolar Deep Water.
NEMO	: Nucleus for European Modelling of the Ocean (il s'agit d'OPA-9 et de LIM-2).
OGCM	: Oceanic General Circulation Model.
OPA	: Océan PArallélisé (code numérique de modélisation de l'océan).
PF	: Front Polaire (front océanique).
PV	: Potentiel Vorticity.
RCM	: Modèle de Climat Régional.
SACCF	: South Antarctic Circumpolar Current Front (front océanique).
SAF	: Sub-Antarctic Front (front océanique).
SAM	: Southern Annular Mode (ou HLM).
SLP	: Pression de surface réduite au niveau de la mer.
SW	: Short Wave (solaire).
SOI	: Southern Oscillation Index.
SSS	: Sea Surface Salinity.
SST	: Sea Surface Temperature.
TANGO	: Triade Atmosphère-Neige, Glace de mer, Océan.
TNB	: Terra Nova Bay.
WOCE	: World Ocean Circulation Experiment.

B NEMO forcé par MAR-FA₁ (FO₃)

Cette partie concerne une simulation de NEMO forcée par le MAR standard, c'est-à-dire FA₁, lui-même forcé par ERA-40. Cette partie n'est pas utilisée pour les comparaisons avec les simulations couplées, mais il peut être intéressant de voir ce que change un forçage MAR réaliste par rapport à un forçage CORE pour l'océan. De plus, cette simulation permet d'évaluer le masque utilisé pour prendre en considération les vents catabatiques dans FO₁.

B.I Forçages et conditions initiales

L'état initial et les forçages latéraux de cette simulation sont les mêmes que pour FO₁, mais le forçage de surface utilise les champs atmosphériques de FA₁, toujours avec les formules aérodynamiques de masse de Large et Yeager (2004) pour les flux turbulents. Ce forçage est consistant dans la mesure où MAR est lui-même imbriqué dans ERA-40, et que ERA-40 force en partie G70, qui donne lui-même les conditions aux frontières de FO₁ et FO₃. Cette simulation a été réalisée afin de comprendre si le comportement de l'océan dans le couplage est uniquement lié au fait que MAR remplace CORE/ERA-40, ou s'il résulte de mécanismes de rétroactions dans le couplage.

B.II Comparaison avec FO₁

Cette simulation sera analysée plus en détail dans le chapitre suivant, pour évaluer TANGO. D'autre part, le but n'est pas ici d'évaluer les différents forçages possibles pour améliorer les simulations régionales de NEMO. Néanmoins, il est intéressant de noter les différences fondamentales entre FO₁ et FO₃ avant de poursuivre.

Sur les Fig. 5.14 à 5.16, on voit que FO₁ contient sensiblement moins de glace de mer que dans FO₃ au printemps et en été; les polynies s'ouvrent à peine dans FO₃ quand elles sont déjà béantes dans FO₁. La Fig. 5.19 suggère que le masque utilisé dans FO₁ pour améliorer la friction des vents catabatiques le long des côtes remplit correctement sa fonction partout sauf sur la côte d'Amundsen. Par contre, la Fig. 5.17 montre que les températures de la couche limite atmosphérique sont beaucoup plus froides que celles d'ERA-40 en hiver; ceci implique un refroidissement de la couche de surface océanique plus important dans FO₃ via le flux de chaleur sensible. Comme la différence de température de la couche limite atmosphérique est plus importante près des côtes, il est normal que les polynies côtières soient beaucoup plus fermées dans FO₃. Cet effet est néanmoins contrebalancé par les faibles précipitations de MAR-FA₁ par rapport à ERA-40. Des faibles précipitations engendrent effectivement une SSS plus élevée, et un meilleur mélange de la surface océanique. Sans cette contre-balance, il est fort probable que l'effet de la température froide du forçage issu de MAR-FA₁ serait plus important.

Des comparaisons d'humidité relative montrent également que la couche limite de surface de MAR est plus sèche que celle de ERA-40 (Fig. 5.18). Cela implique des flux de chaleur latente plus importants dans FO₃ que dans FO₁. En passant du forçage ERA-40 au forçage MAR-FA₁, les flux de chaleur sensible et turbulent vont donc changer dans le même sens.

Les profils verticaux de température et de salinité sont comparés sur les Fig. 5.21 et 5.22. Nous nous intéressons plus particulièrement à la partie de l'océan située sur le plateau continental de Ross, car c'est le lieu de formation de la glace de mer. Nous définissons ici le plateau comme la zone de profondeur inférieure à 1000 m située entre 150° W et 163° E

(Fig. 5.20). On constate que la température de surface au dessus du plateau diffère surtout en été entre FO₁ à FO₃. Cela provient du fait que la glace de mer impose la température au point de fusion, sauf en été, où l'atmosphère froide de MAR-FA₁ refroidit davantage la surface de FO₃, diminuant ainsi l'intensité de la thermocline. En analysant les profils de salinité, on constate que la salinité des mois englacés est plus importante dans FO₃ que dans FO₁. Cela est lié à la plus grande quantité de glace de mer formée dans FO₃ au dessus du plateau continental (voir Fig. 5.14). Les plus faibles précipitations reçues par FO₃ par rapport à celles reçues par FO₁ pourraient également justifier d'un surplus de sel, mais à ce moment là, l'effet serait maximum en été, ce qui n'est pas le cas.

Par ailleurs, les flux radiatifs et solaires descendants divergent peu entre CORE (forçant FO₁) et MAR-FA₁ (forçant FO₃), avec des différences relatives inférieures à 10% partout sur l'océan (non montré). Enfin, la fonction de courant Ψ est très proche dans les 2 simulations pour 1992 (voir Fig. 5.23, les moyennes mensuelles sont également très proches); ceci montre que le forçage de MAR a peu d'impact sur la circulation océanique d'ensemble du domaine; ce n'est pas étonnant dans la mesure où 1- la circulation est gouvernée par les frontières ouvertes 2- l'océan n'a probablement pas eu le temps de s'ajuster au changement de forçage en 1 an.

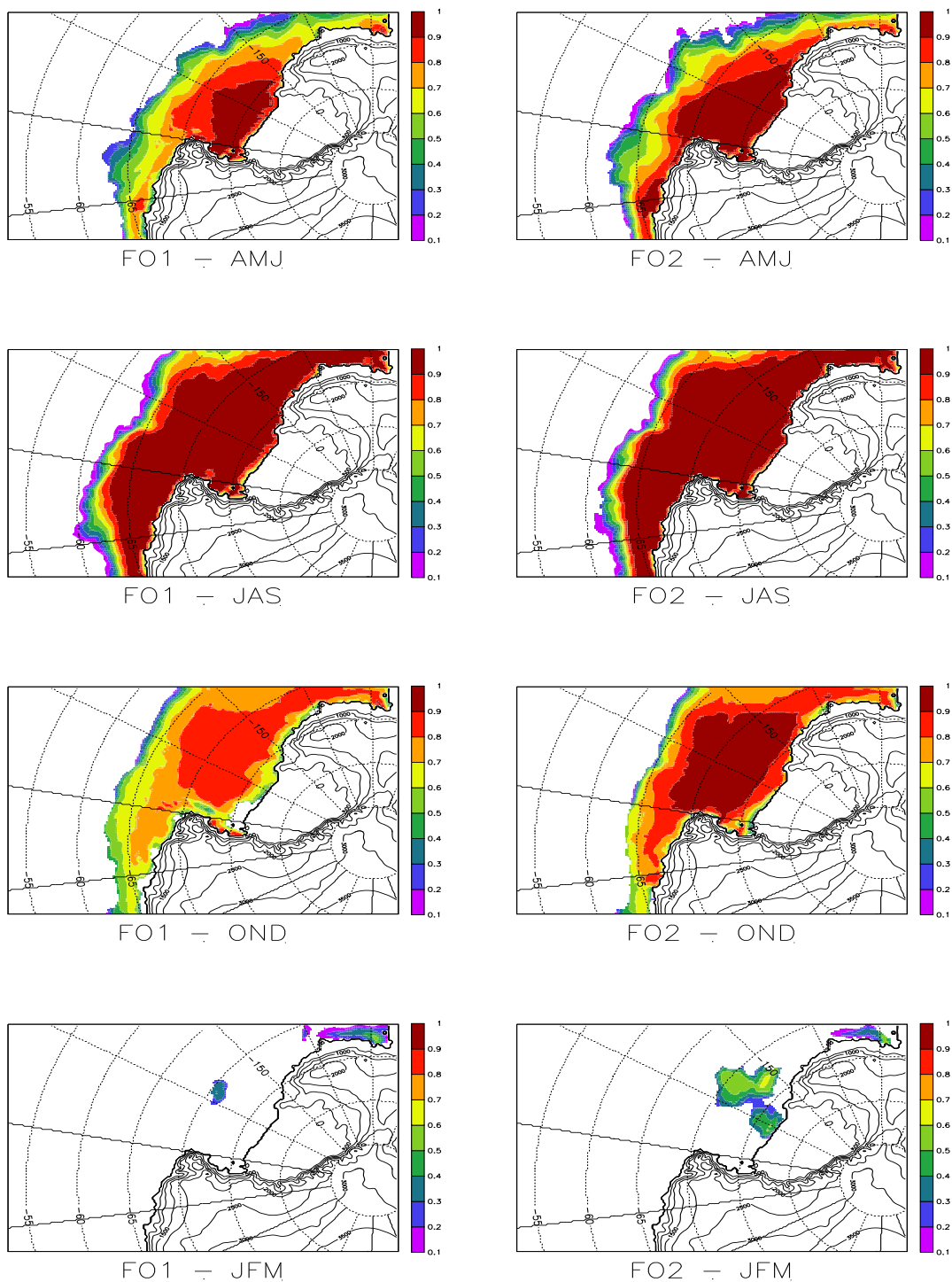


FIG. 5.14: Moyennes saisonnières de la fraction de glace de mer. A gauche FO₁, et à droite FO₃. Les contours noirs représentent l'altitude sur la calotte (en m).

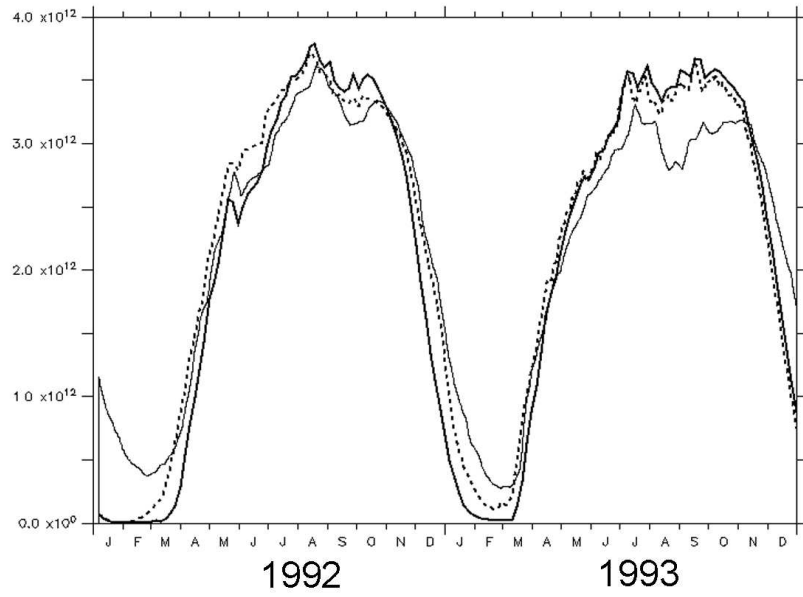


FIG. 5.15: Surface de glace de mer dans le domaine d'étude (en m^2). NEMO-FO₁ est en trait épais continu, NEMO-FO₃ en pointillés épais, et ERA-40 en trait fin continu.

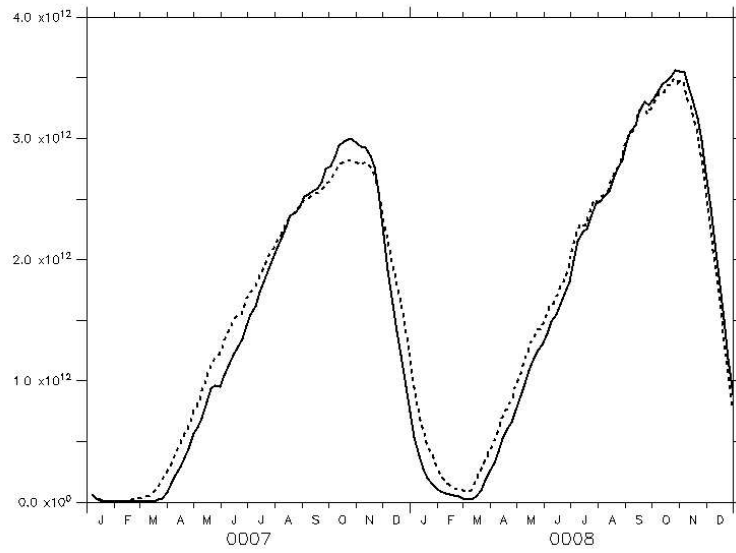


FIG. 5.16: Volume de glace de mer dans le domaine d'étude (en m^3). NEMO-FO₁ est en trait continu, et NEMO-FO₃ en pointillés.

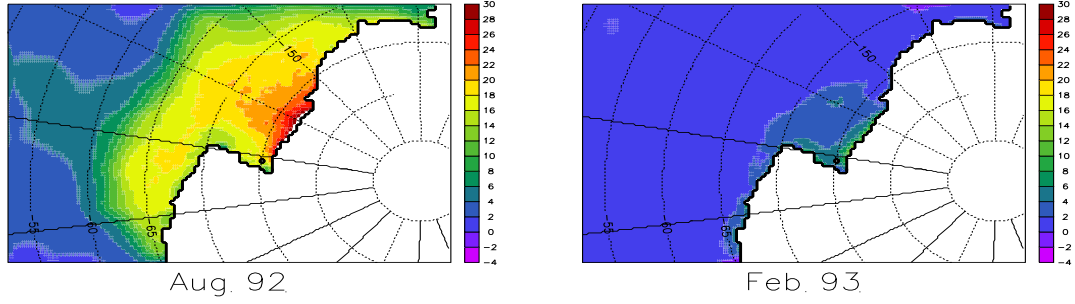


FIG. 5.17: Différence de température de l'air à 10 m, au dessus de l'océan, entre ERA-40 (forçant FO₁) et FA₁ (forçant FO₂).

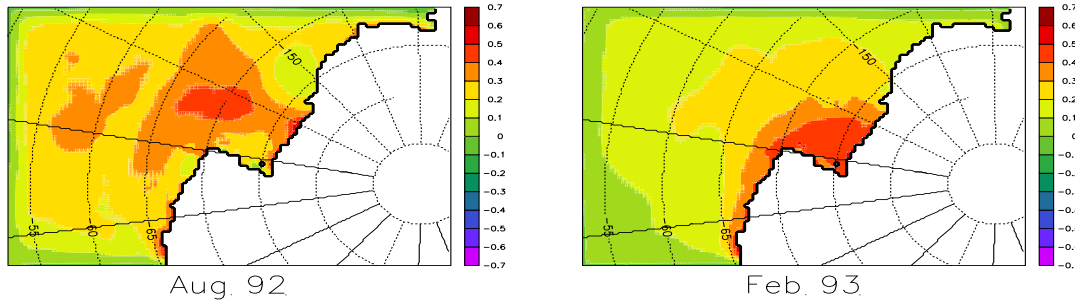


FIG. 5.18: Différence relative d'humidité de la couche atmosphérique de surface entre ERA-40(forçant FO₁) et FA₁ (forçant FO₃). La différence relative vaut $(q_2 - q_1)/(q_2 + q_1)$.

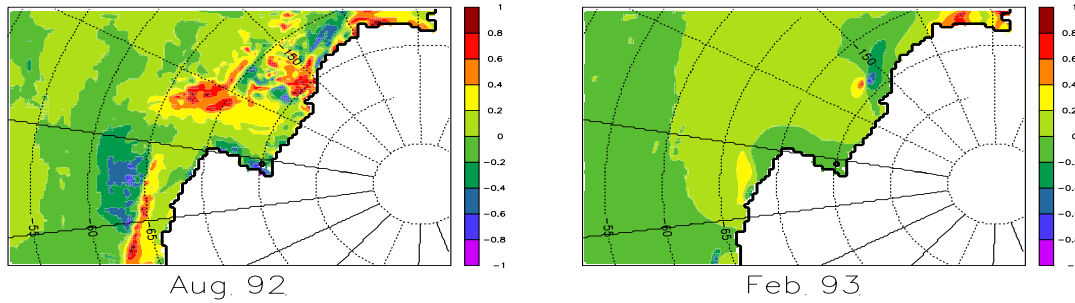


FIG. 5.19: Différence relative de friction subie par la surface de l'océan entre FO₃ (issue des vents de MAR) et FO₁ (issue des vents de ERA-40). La différence relative vaut $(\tau_2 - \tau_1)/(\tau_2 + \tau_1)$.

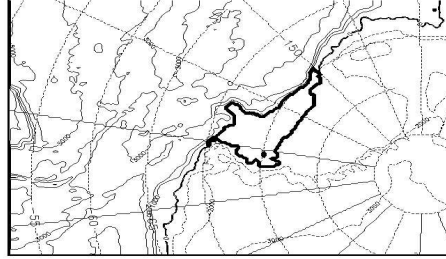


FIG. 5.20: En trait épais : plateau continental de Ross utilisé pour les Fig. 5.21 et 5.22. En trait continu fin : bathymétrie. En pointillés fins : topographie. Pour ces 2 derniers, l'intervalle entre 2 contours est de 1000 m.

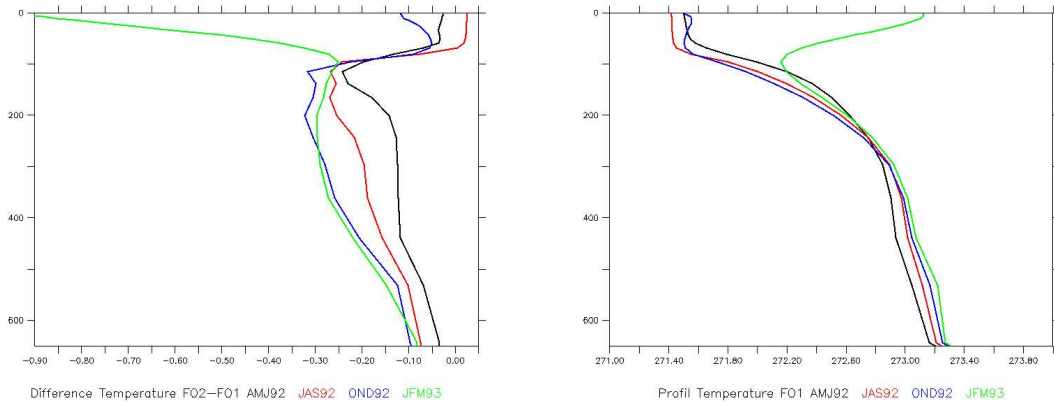


FIG. 5.21: A gauche : différence de profil moyen de température sur le plateau continental de Ross entre NEMO-FO₃ et NEMO-FO₁. A droite : profil moyen de température sur le plateau continental de Ross dans NEMO-FO₁ (K). L'axe des ordonnées représente la profondeur en m. En noir : AMJ 1992 ; en rouge : JAS 1992 ; en bleu : OND 1992 ; en vert : JFM 1993.

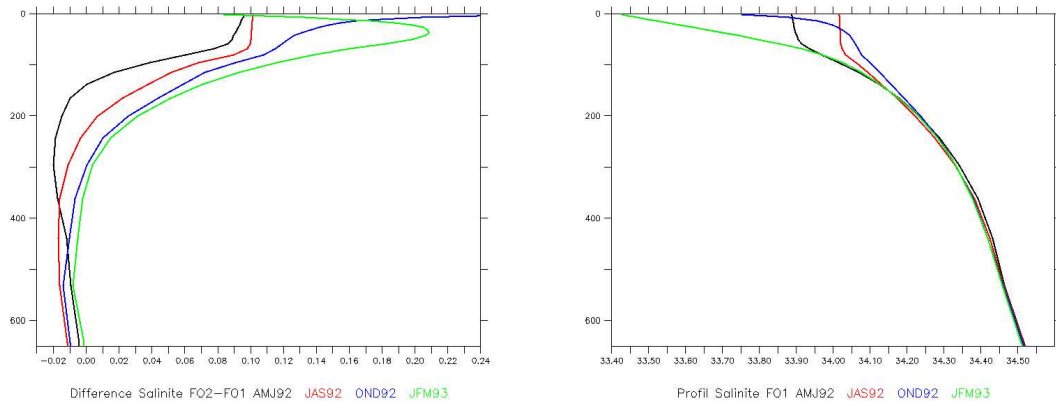


FIG. 5.22: A gauche : différence de profil moyen de salinité sur le plateau continental de Ross entre NEMO-FO₃ et NEMO-FO₁. A droite : profil moyen de salinité sur le plateau continental de Ross dans NEMO-FO₁ (psu). L'axe des ordonnées représente la profondeur en m. En noir : AMJ 1992 ; en rouge : JAS 1992 ; en bleu : OND 1992 ; en vert : JFM 1993.

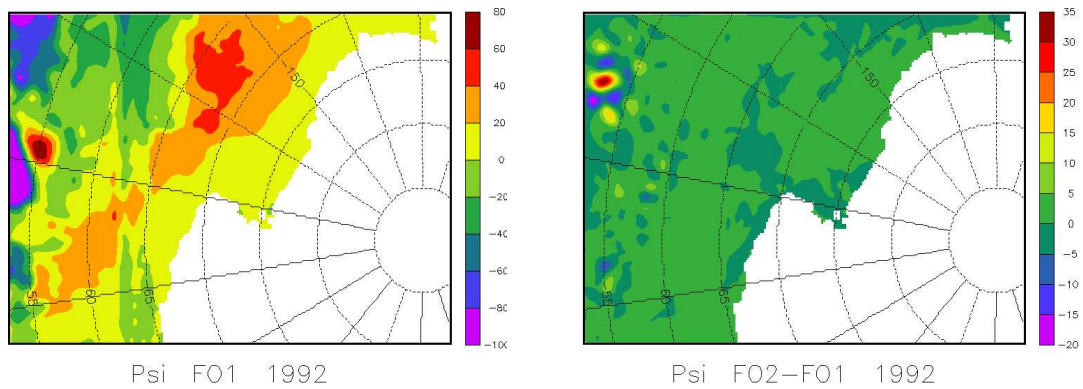


FIG. 5.23: A gauche : Différence de moyenne annuelle entre la fonction de courant barotrope Ψ de FO₃ et celle de FO₁ en 1992 (en Sv). A droite : Moyenne annuelle en 1992 de la fonction de courant barotrope Ψ de FO₁ (Sv).

C Passage de MAR à 20 km de résolution

Cette annexe complète la partie 3.3 dans le cas où MAR est utilisé avec une résolution horizontale de 20 km.

C.I Existence de couloirs catabatiques

Lorsque l'on passe à 20 km de résolution spatiale, avec des valeurs de h_0 valant successivement 20, 45, puis 70 m (voir figure 5.24), les résultats sont quasiment identiques. Les mêmes couloirs qu'au paragraphe précédent s'ouvrent lorsqu'on augmente h_0 . Bien entendu, la topographie semble plus réaliste à cette résolution, et les vallées sont mieux définies. Par exemple, l'écoulement dans la vallée glaciaire de Byrd a une largeur plus réaliste sur la figure 5.24 que sur la figure 3.5 si on se réfère à la figure 3.3 qui donne une largeur de 25km.

C.II Utilisation des AWS

Aux stations Linda et Cape Bird, les différentes valeurs de h_0 donnent des résultats très proches à 20 km de résolution, et les événements catabatiques sont reproduits de façon acceptable (Fig. 5.25). A Marble Point, c'est similaire, mais les événements intenses sont mieux simulés avec $h_0 = 70$ m. Enfin, à la station Manuella (Fig. 5.26), on constate que les événements catabatiques sont sous-estimés pour $h_0 = 20$ m. Désormais, les simulations à 20 km de résolution utiliseront la rugosité orographique calculée avec $h_0 = 70$ m.

C.III Le couplage à 20km

Avec MAR à 20 km de résolution horizontale, le couplage est un peu plus simple dans la mesure où chaque maille de l'atmosphère recouvre exactement une maille de l'océan. Du point de vue technique, il suffit de remplacer MOZAIC par NOINTERP dans le *namcouple* (voir annexe F.IV). TANGO-A a fonctionné sur la plate-forme Mirage à 20 km de résolution atmosphérique, mais l'importance du temps de calcul nécessaire nous a empêchés de présenter des analyses à cette résolution. Pour ces simulations, le pas de temps de MAR était de 60 s contre 120 s à 40 km de résolution, et la période de couplage était de 6 h comme pour les autres simulations.

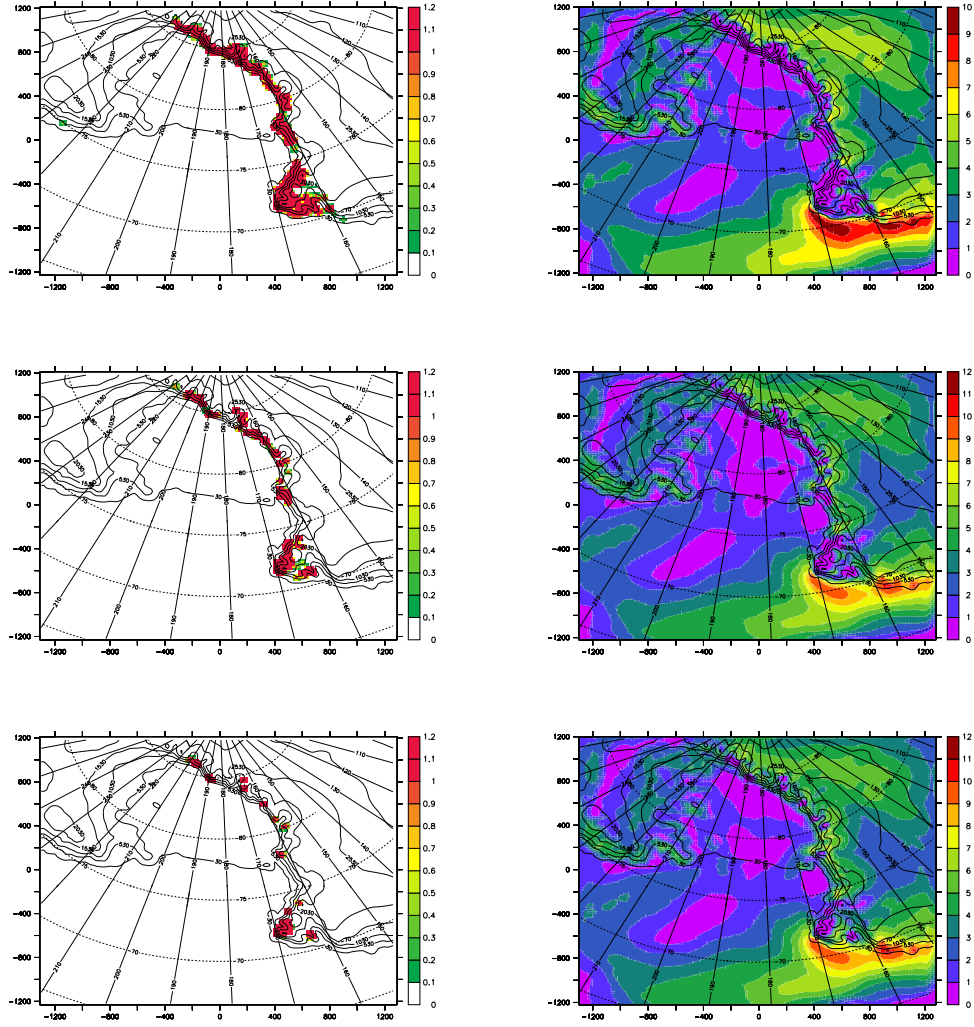


FIG. 5.24: A gauche : longueur de rugosité en mètres, pour $\Delta x = 20km$, et le premier niveau à 3 m. A droite : les couleurs correspondent à la norme du vent à 3 m (en $m.s^{-1}$), moyennée sur la période du 10 au 21 janvier 2001. Pour les 2 cartes, les courbures noires correspondent à l'altitude. En haut, $h_0 = 20$ m. Au milieu, $h_0 = 45$ m. En bas, $h_0 = 70$ m.

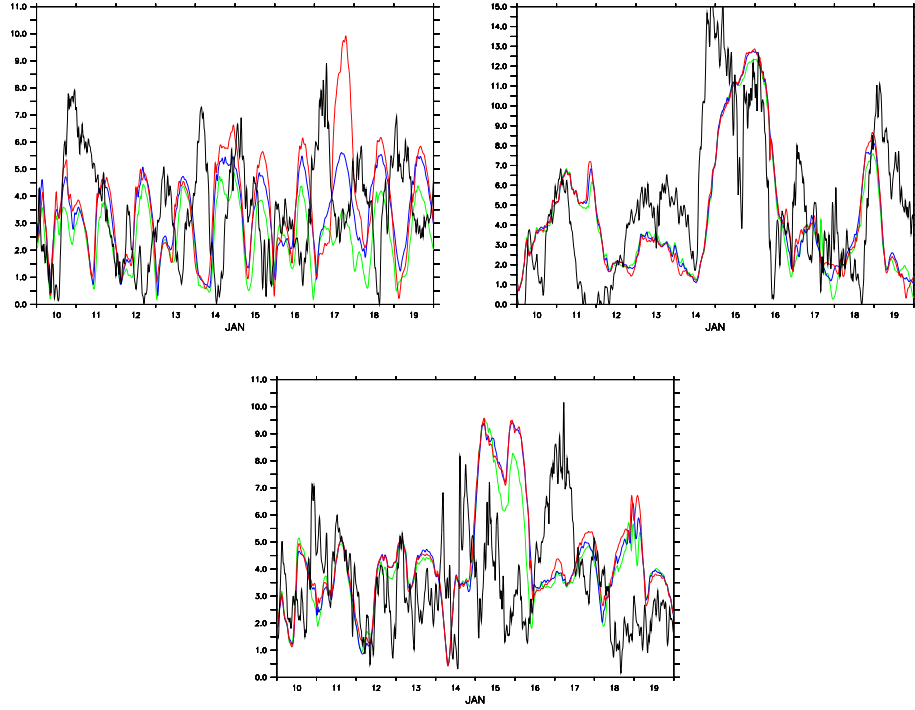


FIG. 5.25: Comparaison entre la vitesse mesurée par l’AWS (en noir) et la vitesse simulée par MAR sur le point de grille le plus proche de l’AWS : la courbe verte correspond à $h_0 = 20$ m, la bleue à $h_0 = 45$ m, et la rouge à $h_0 = 70$, le tout pour une résolution horizontale de 20km, et en m.s^{-1} . En haut à gauche : Marble Point. En haut à droite : Linda. En bas : Cape Bird.

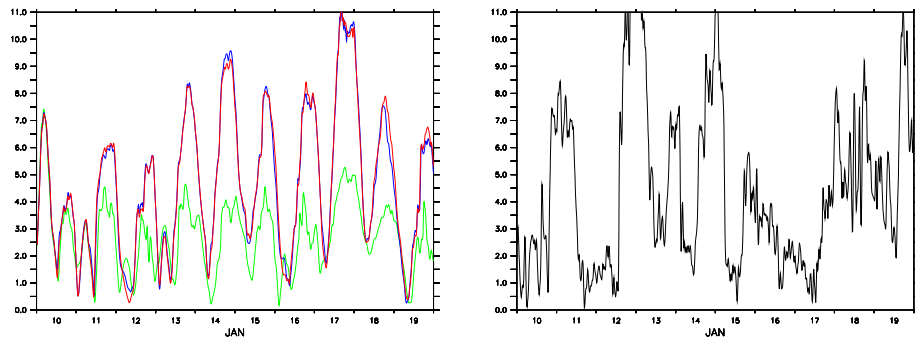
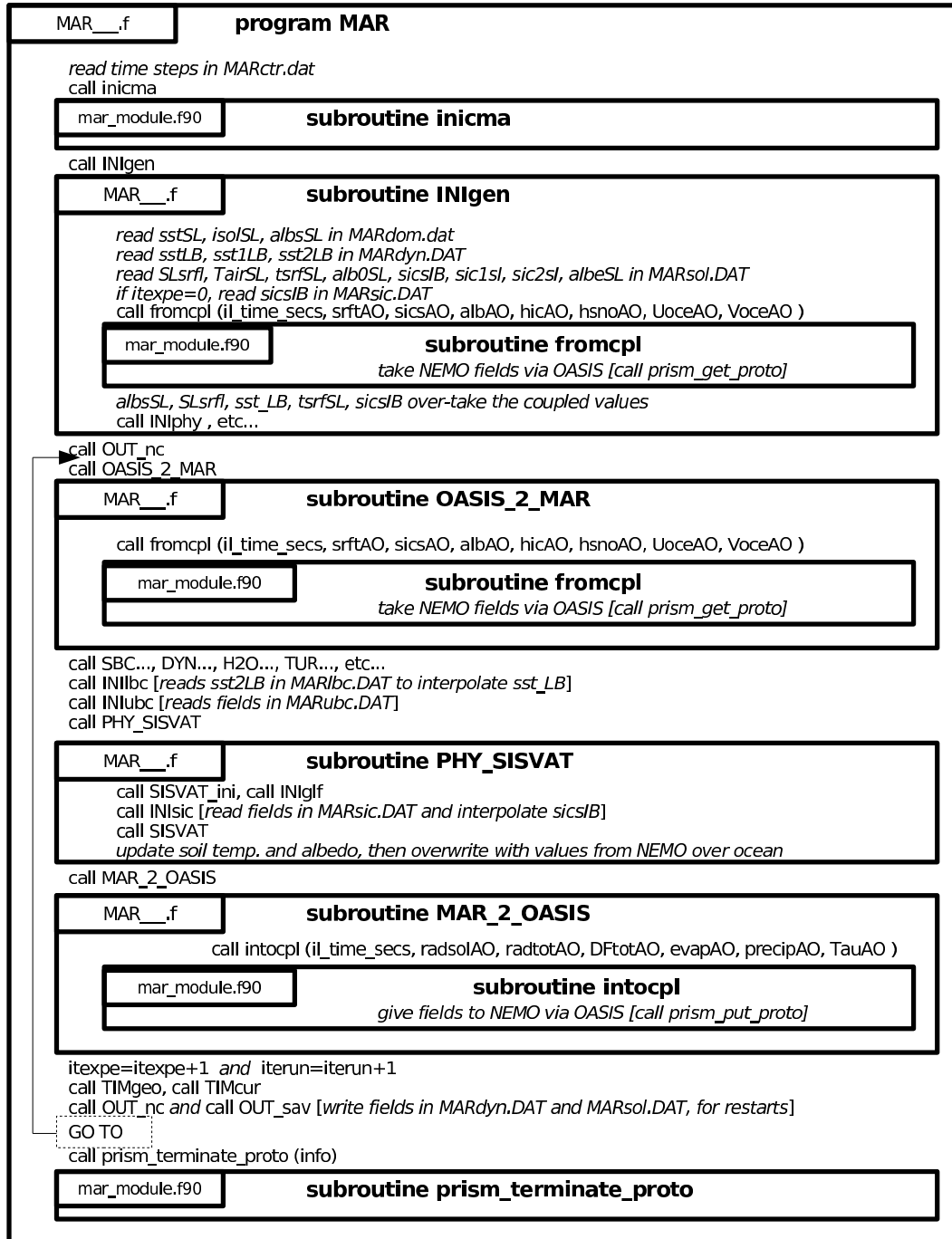
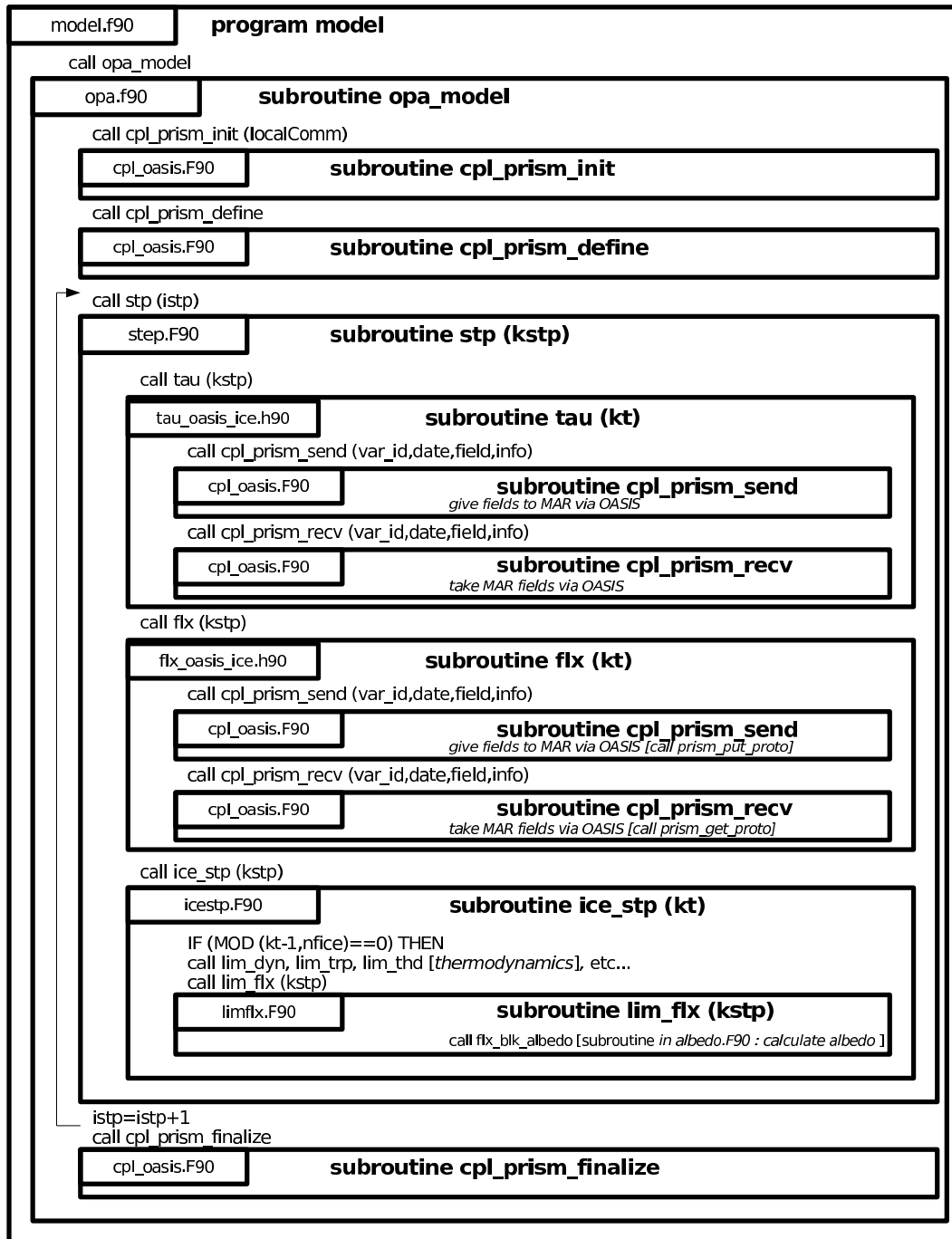


FIG. 5.26: A gauche : comparaison entre la vitesse mesurée par l’AWS Manuela (en noir) et la vitesse simulée par MAR sur le point de grille le plus proche de l’AWS : la courbe verte correspond à $h_0 = 20$ m, la bleue à $h_0 = 45$ m, et la rouge à $h_0 = 70$, le tout pour une résolution horizontale de 20 km, et en m.s^{-1} . A droite : vitesse mesurée par l’AWS Manuela en janvier 1989 (en m.s^{-1})

D Imbrication du couplage dans MAR



E Imbrication du couplage dans NEMO



F Paramètres utilisés dans les modèles

Afin d'aider les éventuels futurs utilisateurs de TANGO, voici les conditions exactes dans lesquelles les différents modèles ont été utilisés.

F.I MAR - MARctr.dat

Les paramètres des runs de MAR se situent dans le fichier MARctr.dat, dont voici une reproduction correspondant à l'ensemble des runs couplés à 40 km de résolution. Le paramètre *ntfast* varie selon les simulations : 7 pour CO_B et 9 pour CO_A . En cas de plantage (visible par exemple sur la variable *tsrfSL*), augmenter *ntfast* de 4. Si cela persiste, passer *ntfast* à 15, et *DtPhys* à 60.

```

C -----+
      T reaVAR=.F. => Input INI: Prev.Dyn.Simulat. (MAR, GCM)
      T reaLBC=.F. => Input LBC: Prev.Dyn.Simulat. (MAR, GCM)
      T safVAR=.T. => Full Output on Saving Files MARxxx.DAT
      F hamfil=.T. => Initial Filtered Fields (Time, Hamming)
      T conmas=.T. => Mass      Conserv. Constraint on Init.
      F potvor=.T. => P.-Vortic. Conserv. Constraint on Init.
      T brocam=.T. => Brown and Campana Time Scheme (Fast W.)
      T center=.T. => Pressure   Spatial Scheme centered
      2 nordps= 4 : Pressure   Spatial Scheme Precision
      T staggr=.T. =>           Vertical Grid staggered
      T turhor=.T. => Horizontal Diffusion (Smagorinsky)
      F chimod=.F. => Atmospheric Chemical Model turned OFF
      T convec=.T. => Convective Adjustment      turned ON
      T micphy=.T. => Cloud      Microphysics    turned ON
      T fracld=.F. => Fractional Cloudiness      turned OFF
      100.0 rhcrHY : Critical Relative Humidity Value
      0.0 tim_HY=18.0: Cloud Microphys. start after 18h
      0.0001D+00 czmnGE : cos(Z) minimal value
      T physic=.T. => Atmospheric/Surface Physics included
      T vegmod=.F. => Interactive SVAT              turned OFF
      T snomod=.T. => Interactive Snow Model is included
      F polmod=.F. => Interactive Polynya is excluded
      1.00 hic0 : Initial Thickness of Sea Ice
      0.10 fxlead : Initial Lead Fraction in Sea Ice
      F qsolSL=.T. => Soil Humidity is interactive
      120.0 dt => Time Step of Slow Dynamics (s)
      NBC nboucl => Nb Time Steps between each Print
      NPRI np => Nb Prints
      5 ntfast : Nb Fast Time Steps over dt (Lamb)
      120.0 DtDiff : Time Step of Diffusion
      120.0 DtPhys : Time Step of Surface Physics (s)
      7200.0 DtRadi : Time Step of Radiat. Transfert (s)
      5.0000D-03 rxbase : Nudging Coefficient (Anthes et al. 1989)
      1.0000D+02 rxfact : Lateral Sponge Coefficient (A89)
C -----+

```

Les paramètres des runs d'OPA se situent dans le fichier namelist, dont voici une reproduction correspondant à la totalité de nos runs couplés :

140

```

! alpha coefficients for linear interpolation used to compute albedo
! alphc between two extremes values (Pyane, 1972) "
! alphdi "
! namalb = 0.06
! cgren = 0.5
! albice = 0.80
! alphd = 0.65
! alphdi = 0.72
/
! namdom space and time domain (bathymetry, mesh, timestep)
!
! ntopo = 0/1, compute/read the bathymetry file
! (mbathy, nb of T-ocean levels)
! e3zps_min the thickness of the partial step is set larger than the
! e3zps_rat the minimum of e3zps_min and e3zps_rat * est
! (N.B. 0<e3zps_rat<1)
! ngrid = 0/1, compute/read the horizontal mesh
! (coordinates, scale factors)
! nmsh =1 create a mesh file (coordinates, scale factors, masks)
! nacc the acceleration of convergence method
! = 0, no acceleration, rdt=rdtttra
! = 1, acceleration used, rdt < rdttra(k)
! atfp asselin time filter parameter
! rdt time step for the dynamics (and tracer if nacc=0)
! rdtmin minimum time step on tracers
! rdtmax maximum time step on tracers
! rdth depth variation of tracer time step
! nfice frequency of ice model call
! nfbulk frequency of bulk formulae call (not used if ice used)
! nclosea = 0 no closed sea
! = 1 closed sea (Black Sea, Caspian Sea, Great US Lakes...)
! namdom
! ntopo = 1
! e3zps_min = 25.
! e3zps_rat = 0.2
! ngrid = 1
! nmsh = 0
! nacc = 0
! atfp = 0.1
! rdt = 2160.
! rdtmin = 2160.
! rdtmax = 2160.
! rdth = 800.
! nfice = 5
! nfbulk = 5
! nclosea = 0
/
! namfwb freshwater budget correction
!
! ln_fwb logical flag for freshwater budget correction (0 annual mean)
! namfwb
! ln_fwb = .false.
/
! namptr Poleward Transport Diagnostic
!
! ln_diaptr logical flag for Poleward transport computation
! nf_ptr Frequency of computation

```

```

! ln_dynldf_hor horizontal (geopotential) (default F)^**
! ln_dynldf_iso iso-neutral (default T)^**
! Coefficient
! ahm0 horizontal eddy viscosity for the dynamics (m2/s)
! ahmb0 background eddy viscosity for isopycnal diffusion (m2/s)
! nam_dynldf
! ln_dynldf_lap = .false.
! ln_dynldf_bilap = .true.
! ln_dynldf_level = .true.
! ln_dynldf_hor = .false.
! ln_dynldf_iso = .false.
! ahm0 = -4.5e10
! ahmb0 = 500.
/
! namflg algorithm flags (algorithm not control by CPP keys)
! ln_dynhpg_imp hydrostatic pressure gradient: semi-implicit time scheme (T)
! centered time scheme (F)
! namflg
! ln_dynhpg_imp = .true.
/
! nam_dynvor option of physics/algorithm (not control by CPP keys)
! ln_dynvor_ens vorticity trends: enstrophy conserving scheme (default T)
! ln_dynvor_ene " : energy conserving scheme (default F)
! ln_dynvor_mix " : mixed scheme (default F)
! ln_dynvor_ee " : energy & enstrophy scheme (default F)
! nam_dynvor
! ln_dynvor_ene = .FALSE.
! ln_dynvor_ens = .FALSE.
! ln_dynvor_mix = .FALSE.
! ln_dynvor_ee = .TRUE.
/
! namtau surface wind stress
! ntau000 gently increase the stress over the first ntau_rst time-steps
! tau0x uniform value used as default surface heat flux
! tau0y uniform value used as default solar radiation flux
! namtau
! ntau000 = 0
! tau0x = 0.e0
! tau0y = 0.e0
/
! namflx surface fluxes
!
! q0 uniform value used as default surface heat flux
! qsr0 uniform value used as default solar radiation flux
! emp0 uniform value used as default surface freshwater budget (E-P)
! namflx
! q0 = 0.e0
! qsr0 = 0.e0
! emp0 = 0.e0
/
! namalb albedo parameters
! cgren correction of the snow or ice albedo to take into account
! albice albedo of melting ice in the arctic and antarctic

```

```

-----
namtke      turbulent eddy kinetic dependent vertical diffusion
( #ifdef "key_zdfike" )
/
ln_rstke    flag to restart with tke from a run without tke (default F)
ediff       coef. to compute vertical eddy coef. (avt=ediff*mxl*sqrt(e) )
ediss       coef. of the Kolmogoroff dissipation
ebb         coef. of the surface input of the
efave       coef. to applied to the tke diffusion ( avtke=efave*avm )
emin        minimum value of tke (m^2/s^2)
emin0       surface minimum value of tke (m^2/s^2)
nitke       number of restart iterative loops
ric         critic richardson number
mxl         flag on mixing length used
            = 0 bounded by the distance to surface and bottom
            = 1 bounded by the local vertical scale factor
            = 2 first vertical derivative of mixing length bounded by 1
npdl        flag on prandtl number
            = 0 no vertical prandtl number (avt=avm)
            = 1 prandtl number function of richarson number (avt=pdl*avm)
            = 2 same as = 1 but a Shapiro filter is applied on pdl
            = horizontal averaged (=1) or not (=0) of avt (default =1)
            = 0 cst background avt0, avm0 / =1 profile used on avtb
namtke
ln_rstke = .false.
ediff = 0.1
ediss = 0.7
ebb = 60.
efave = 1.
emin = 1.e-6
emin0 = 1.e-4
nitke = 50
mxl = 2
npdl = 1
navb = 0
/
namkpp      K-Profile Parameterization dependent vertical diffusion
( #ifdef "key_zdfkpp" )
/
ln_koprimix shear instability mixing (default T)
difmw       constant internal wave viscosity (m2/s)
difsiv      constant internal wave diffusivity (m2/s)
Rinfty      local Richardson Number limit for shear instability
difri       maximum shear mixing at Rig = 0 (m2/s)
bvsqcon     Brunt-Vaisala squared (1/s**2) for maximum convection
difcon      maximum mixing in interior convection (m2/s)
            = 0/1 flag for horizontal average on avt, avmu, avmv
            = 0/1 flag for constant or profile background avt
navb        = 0
/
namkpp      ln_koprimix = .true.
difmw       = 1.e-04
difsiv      = 0.1e-04
Rinfty      = 0.8
difri       = 0.0050
bvsqcon     = -0.01e-07
difcon      = 1.
navb        = 0
nave       = 1
/
namddm      double diffusive mixing parameterization
/
-----
namptr      turbulent eddy kinetic dependent vertical diffusion
ln_diaptr = .false.
nf_ptr      = 15
/
namcro      cross land advection
n_cla       advection between 2 ocean pts separates by land
namccla     n_cla = 0
/
namzdf      vertical physics
ln_zdfcvd   Enhanced vertical diffusion (default T)
ln_zdfnvc   Non-Penetrative Convection (default T)
avm0        vertical eddy viscosity for the dynamic (m2/s)
avt0        vertical eddy diffusivity for tracers (m2/s)
avevd       vertical coefficient for enhanced diffusion scheme (m2/s)
nevdm       = 0 apply enhanced mixing on tracer only
            = 1 apply enhanced mixing on both tracer and momentum
ln_zdfexp   vertical physics: (=T) time splitting (T) (Default=F)
            (=F) euler backward (F)
n_zdfexp    number of sub-timestep for time splitting scheme
namzdf
ln_zdfcvd = .true.
ln_zdfnvc = .false.
avm0 = 1.e-4
avt0 = 1.e-5
avevd = 10.
nevdm = 1
ln_zdfexp = .false.
n_zdfexp = 3
/
namnpc      vnnon penetrative convection
nmpc1       non penetrative convective scheme frequency
nmpc2       non penetrative convective scheme print frequency
namnpc
nmpc1 = 0
nmpc2 = 365
/
namtbl      bottom boundary layer scheme
atrbbl      lateral tracer coeff. for bottom boundary layer scheme(m2/s)
namtbl
atrbbl = 1000.
/
namric      richardson number dependent vertical diffusion
( #ifdef "key_zdfrichardson" )
/
avmri       maximum value of the vertical viscosity
alp         coefficient of the parameterization
nric        coefficient of the parameterization
namric
avmri = 100.e-4
alp = 5.
nric = 2
/

```

```

-----
ndmp      type of damping in temperature and salinity
          (= 'latitude', damping poleward of 'ndmp' degrees and function
          of the distance-to-coast, Red and Med Seas as ndmp=-1)
ndmpf     (= -1 damping only in Med and Red Seas)
nmldmp    =1 create a damping.coeff NetCDF file (the 3D damping array)
          type of damping in the mixed layer
          (=0 damping throughout the water column)
          (=1 no damping in the mixed layer defined by avt >5cm2/s )
          (=2 no damping in the mixed layer defined rho<rho(surf)+.01 )
sdmp      surface time scale for internal damping (days)
bdmp      bottom time scale for internal damping (days)
hdmp      depth of transition between sdmp and bdmp (meters)
$namtdp   ndmp      = 0
          ndmpf     = 0
          nmldmp    = 0
          sdmp      = 50.
          bdmp      = 360.
          hdmp      = 800.
/
-----
nameos    ocean physical parameters
neos      Type of equation of state and Brunt-Vaisala frequency
          = 0, UNESCO (formulation of Jackett and McDougall (1994)
          and of McDougall (1987) )
          = 1, linear: rho(T) = rau0 * ( 1.028 - alpha * T )
          = 2, linear: rho(T,S) = rau0 * ( rbeta * S - ralpha * T )
          with rau0=1020 set in parcsf routine
ralpha    thermal expansion coefficient (linear equation of state)
rbeta     saline expansion coefficient (linear equation of state)
$nameos   neos      = 0
          ralpha    = 2.e-4
          rbeta     = 0.001
/
-----
nansol    elliptic solver / island / free surface
nsolv     elliptic solver (=1 preconditioned conjugate gradient: pcg)
          (=2 successive-over-relaxation: sor)
          (=3 PETI: fet, all require "key_fetl" defined)
          (=4 sor with extra outer halo))
nsol_arp  absolute/relative (0/1) precision convergence test
nmin      minimum of iterations for the SOR solver
nmax      maximum of iterations for the SOR solver
nmod      frequency of test for the SOR solver
eps        absolute precision of the solver
resmax     optimal coefficient for the SOR solver
sor        absolute coefficient for SOR solver
episl      absolute precision on stream function solver
nisl       maximum pcg iterations for island
mi         strength of the additional force used in free surface b.c.
$namnsol  nsol_arp = 1
          nmin     = 0
          nmax     = 300
          nmod     = 2800
          eps      = 10
          resmax   = 1.E-6
          mi       = 1.E-10
/
-----
avts      maximum avs for dd mixing
hsbfr     heat/salt buoyancy flux ratio
$namdndr  avts     = 1.e-4
          hsbfr    = 1.6
/
-----
namlbc    lateral momentum boundary condition
shlat     lateral boundary condition on velocity
          shlat = 0 , free slip
          0 < shlat < 2 , partial slip
          shlat = 2 , no slip
          2 < shlat , strong slip
$namlbc   shlat    = 0.
/
-----
nambfr    bottom friction
nbotfr    type of bottom friction
          nbotfr = 0 , no slip
          nbotfr = 1 , linear friction
          nbotfr = 2 , nonlinear friction
          nbotfr = 3 , free slip
bfr11     bottom drag coefficient (linear case)
bfr12     bottom drag coefficient (non linear case)
bfeb2     bottom turbulent kinetic energy (m^2/s^2)
$nambfr   nbotfr   = 2
          bfr11    = 4.e-4
          bfr12    = 1.e-3
          bfeb2    = 2.5e-3
/
-----
nambbc    bottom temperature boundary condition
ngeo_flux = 0 no geothermal heat flux
          = 1 constant geothermal heat flux
          = 2 variable geothermal heat flux (read in geothermal_heating.nc)
          ( C A U T I O N : flux in mw/m2 in the NetCDF file )
ngeo_flux_const Constant value of geothermal heat flux (W/m2)
$nambbc   ngeo_flux = 0
          ngeo_flux_const = 86.4e-3
/
-----
namqsr    penetrative solar radiation
ln_trqsr  penetrative solar radiation (T) or not (F) (Default=T)
rabs      fraction of qsr associated with xs11
xs11      first depth of extinction
xs12      second depth of extinction
$namqsr   ln_trqsr = .true.
          rabs     = 0.58
          xs11     = 0.35
          xs12     = 23.0
/
-----
namtdp    tracer newtonian damping ('key_tradmp')

```

```

nfluo2c      = 2
nflxc2o     = 6
ntauc2o     = 4
cpl_writ(1) = 'SOSSTST'
cpl_writ(2) = 'ocesst'
cpl_f_writ(1) = 'SOICECOV'
cpl_f_writ(2) = 'oceice'
cpl_f_readflx(1) = 'SONSFLOD'
cpl_f_readflx(2) = 'SOSHFLD0'
cpl_f_readflx(3) = 'oceflx'
cpl_f_readflx(4) = 'SOTOPRSU'
cpl_f_readflx(5) = 'oceflx'
cpl_f_readflx(6) = 'SOTFSHU'
cpl_f_readflx(7) = 'oceflx'
cpl_f_readflx(8) = 'SORUNCOA'
cpl_f_readflx(9) = 'oceflx'
cpl_f_readflx(10) = 'SORIVFLU'
cpl_f_readflx(11) = 'oceflx'
cpl_f_readtau(1) = 'SOZOTAUX'
cpl_f_readtau(2) = 'SOZOTAU2'
cpl_f_readtau(3) = 'oceflx'
cpl_f_readtau(4) = 'SOMETAU1'
cpl_f_readtau(5) = 'oceflx'
cpl_f_readtau(6) = 'SOMETAU2'
cpl_f_readtau(7) = 'oceflx'
cpl_f_readtau(8) = 'oceflx'

/
namobc open boundaries parameters (#ifdef key_obc)
/
nbbc_dta = 0 the obc data are equal to the initial state
nbbc_dta = 1 the obc data are read in 'obc .dta' files
rdpeob time relaxation (days) for the east open boundary
rdpwob time relaxation (days) for the west open boundary
rdpnob time relaxation (days) for the north open boundary
rdpsob time relaxation (days) for the south open boundary
zbsic1 barotropic stream function on isolated coastline 1
zbsic2 barotropic stream function on isolated coastline 2
zbsic3 barotropic stream function on isolated coastline 3
cfile frequency of obc files
$namobc
nbbc_dta = 1
rdpein = 0
rdpwin = 1
rdpnin = 1
rdpsin = 1
rdpeob = 0
rdpwob = 3000
rdpnob = 3000
rdpsob = 3000
zbsic1 = 140.e+6
zbsic2 = 1.e+6
zbsic3 = 0
ln_obc_clim = .FALSE.
cfile = 'annual'
votemp = 1.

/
namflo float parameters (#ifdef key_float)
/
ln_rstflo boolean term for float restart (true or false)

/
sor = 1.973
epsisl = 1.e-10
nmisl = 4000
rmu = 1.

/
Diagnostics namelists
namtrd dynamics and/or tracer trends
namgap level mean model-data gap
namzn1 zonal mean heat & freshwater fluxes computation
nanspr surface pressure in rigid-lid

/
namtrd diagnostics on dynamics and/or tracer trends
('key_diatdyn' and/or 'key_diatrttra')
or mixed-layer trends ('key_diatrdmld')

/
ntrd time step frequency dynamics and tracers trends
nctls control surface type in mixed-layer trends (0,1 or n=)pk
$namtrd
ntrd = 365
nctls = 0

/
namgap level mean model-data gap ('key_diagap')
/
ngap time-step frequency of model-data gap computation
nprg time-step frequency of gap print in model output
$namgap
ngap = 15
nprg = 10

/
namzn1 zonal mean heat & freshwater fluxes computation
(#ifdef "key_diazn1")
/
nfzn1 time-step frequency of zonal mean fluxes computation
$namzn1
nfzn1 = 15

/
nanspr surface pressure diagnostic
/
nmnxp maximum of iterations for the solver
epsp absolute precision of the solver
niterp number of iteration done by the solver
$namspr
nmnxp = 1000
epsp = 1.e-3
niterp = 400

/
namcpl coupled ocean/atmosphere model (#ifdef "key_coupled")
/
nexco coupling frequency in time steps
cchan coupling technique 'PIPE' or 'CLIM'
$namcpl
nexco = 10
cchan = 'PIPE'
nmocpl = 2
cplmodnam = 'opa.xx'
cplnoasis = 'oasis'

```

```

! nwritefl frequency of float output file
! nstockfl frequency of float restart file
! ln_argo  Argo type floats (stay at the surface each 10 days)
! ln_flork4 = T trajectories computed with a 4th order Runge-Kutta
!          = F (default) computed with Blanke' scheme
&namflo
  ln_rstflo = .false.
  nwritefl = 20
  nstockfl = 40
  ln_argo = .false.
  ln_flork4 = .false.
/
!-----
! namsbc Surface boundary conditions
!-----
!
! cdmpr restoring coefficient for salinity in m/day
!       Default value 0.25m/day corresponds to a decay time
!       of 4 days for one meter depth, or e3t(1)/cdmp days
!       for the first model level. The effect of the damping
!       is distributed over the mixed layer depth, thus a
!       restoring scale in m/day is more relevant than a
!       decay time which should depend on the mixed layer depth.
&namsbc
  cdmpr = 0.
/

```


F.III LIM - namelist_ice

Les paramètres des runs de LIM se situent dans le fichier `namelist_ice`, dont voici une reproduction correspondant à la totalité de nos runs couplés :

[illegible]

Les paramètres des échanges de OASIS se situent dans le fichier namcouple, dont voici une reproduction correspondant aux runs de TANGO-A à 40 km de résolution :

149


```

# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 13 : Non solar heat flux derivative (o->a flx 5)
# COFLXDT NSDOCEAN 35 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 14 : Evaporation over Ocean (o->a flx 6)
# COEVAPWA FMOCEEV 452 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 15 : Liquid precip (a->o flx 7)
# COLIOPRE FMOCEPE 27 21600 5 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK BLASNEW CHECKOUT
# LOCTRANS moyenne via AVERAGE pour les unites:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# change units from mmwe/step to kg/m^2/s (1/80, NB! according to MAR step)
INWDT 0
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
#
#####
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 9 : solar heat flux on ice (a->o flx 1)
# COSHFICE SMOICEAN 7 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 10 : solar heat flux on ocean (a->o flx 2)
# COSHFOCE SMOICEAN 7 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 11 : Non solar heat flux on ice (a->o flx 3)
# CONSFICE NSIOCEAN 6 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAIK
nveiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 12 : Non solar heat flux on ocean (a->o flx 4)
# CONSFICE NSMOCEAN 6 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAIK CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
#####

```

```

INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 20 : surface downward Y-axis stress over water on V-grid (a->o flx 11)
# COTAUYW TYOCEWJ 51 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 21 : surface downward X-axis stress over Sea Ice on U-grid (a->o flx 12)
# COTAUXUI TXIOCEWJ 52 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 22 : surface downward Y-axis stress over Sea Ice on V-grid (a->o flx 13)
# COTAUYVI TYIOCEWJ 53 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 16 : solid precip (a->o flx 8)
# COSOLPRE FRIOCEPR 28 21600 5 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC BLASNEW CHECKOUT
# LOCTRANS moyenne via AVERAGE pour les unites:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# change units from mmwe/step to kg/m^2/s (1/80, NB! according to WAR step)
IN/DT 0
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 17: upward snow flux where sea ice (a->o flx 9)
# COUPSNOV FRIOCEEV 468 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 18: cloud cover (a->o flx 9)
# COCLOUDS CLOUDOCE 143 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
# MOZAITC
nweiga2o 94 2 1
# CHECKOUT: indicate computation of global, land and sea field integrals.
INT=1
#####
# Field 19 : surface downward X-axis stress over water on U-grid (a->o flx 10)
# COTAUXUM TXMOCEWJ 50 21600 4 flxat.nc EXPORTED
tnar torc LAG=120
R 0 R 0
LOCTRANS CHECKIN MOZAITC CHECKOUT
# LOCTRANS:
AVERAGE
# CHECKIN: indicate computation of global, land and sea field integrals.
# SEND

```

Bibliographie

- ALLEY, R. B., CLARK, P. U., HUYBRECHTS, P. et JOUGHIN, I. (2005). Ice-Sheet and Sea-Level Changes. *Science*, 310:456–460.
- BAILEY, D. A. et LYNCH, A. H. (2000). Development of an Antarctic Regional Climate System Model. Part I : Sea Ice and Large-Scale Circulation. *Journal of Climate*, 13:1337–1349.
- BAILEY, D. A., LYNCH, A. H. et ARBETTER, T. E. (2004). Relationship between synoptic forcing and polynya formation in the Cosmonaut Sea : 2. Regional Climate Model Simulation. *Journal of Geophysical Research*, 109:C04023.
- BARNIER, B., MADEC, G., PENDUFF, T., MOLINES, J.-M., TREGUIER, A.-M., LE SOMMER, J., BECKMANN, A., BIASTOCH, A., BÖNING, C., DENG, J., Derval, C., DURAND, E., GULEV, S., REMY, E., TALANDIER, C., THEETTEN, S., MALTRUD, M., MCCLEAN, J. et DE CUEVAS, B. (2006). Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dynamics*, 56:543–567.
- BECKMANN, A. et GOOSSE, H. (2003). A parametrization of ice shelf - ocean interaction for climate models. *Ocean Modelling*, 5:157–170.
- BERANGER, K., BARNIER, B., GULEV, S. et CREPON, M. (2006). Comparing 20 years of precipitation estimates from different sources over the world ocean . *Ocean Dynamics*, 56:104–138.
- BERTLER, N. A. N., NAISH, T. R., MAYEWSKI, P. A. et BARRETT, P. J. (2006). Opposing oceanic and atmospheric ENSO influences on the Ross Sea Region, Antarctica. *Advances in Geosciences*, 6:83–86.
- BINTANJA, R. (1999). On the glaciological, meteorological, and climatological significance of Antarctic Blue Ice Areas. *Review of Geophysics*, 37:337–359.

- BRIEGLEB, B. et RAMANATHAN, V. (1982). Spectral and Diurnal Variations in Clear Sky Planetary Albed. *Journal of Applied Meteorology*, 21:1160–1171.
- BRODEAU, L., BARNIER, B., PENDUFF, T., TREGUIER, A.-M. et GULEV, S. (2007-2008). An ERA40 based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Submitted to Elsevier*.
- BROECKER, W. S. (1997). Thermohaline Circulation, the Achille Heel of our Climate System : Will Man-Made CO₂ Upset the Current Balance? *Science*, 278:1581–1588.
- BROECKER, W. S., PEACOCK, S. L., WALKER, S., WEISS, R., FAHRBACH, E., SCHROEDER, M., MIKOLAJEVICZ, U., HEINZE, C., KEY, R., PENG, T.-H. et RUBIN, S. (1998). How much deep water is formed in the Southern Ocean? *Journal of Geophysical Research*, 103:C8 – 15833,15843.
- BROMWICH, D. H. (1989). Satellite Analysis of Antarctic katabatic wind behaviour. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 70:738–749.
- BROMWICH, D. H. (1991). Mesoscale cyclogenesis over the southwestern Ross Sea linked to strong katabatic winds. *Monthly Weather Review*, 119:1736–1752.
- BROMWICH, D. H., CASSANO, J. J., KLEIN, T., HEINEMANN, G., HINES, K. M., STEFFEN, K. et E., B. J. (2001). Mesoscale Modelling of katabatic winds over Greenland with the polar MM5. *Monthly Weather Review*, 129:2290–2309.
- BROMWICH, D. H., MONAGHAN, A. J., POWERS, J. G., CASSANO, J. J., WEI, H.-L., KUO, Y.-H. et PELLEGRINI, A. (2003). Antarctic Mesoscale Prediction System (AMPS) : A case Study from the 2000-01 Field Season. *Monthly Weather Review*, 131:412–434.
- BROMWICH, D. H. et PARISH, T. R. (2004). Antarctic Regional Interactions Meteorology experiment (RIME) Implementation Plan M-427. Rapport technique, Polar Meteorology Group, Byrd Polar Research Center, The Ohio State University, Columbus, Ohio. Available at <http://www.polarimet.mps.ohio-state.edu/RIME-01/rimeimp05h.pdf>.
- BROMWICH, D. H., ROGERS, A. N., KALLBERG, P., CULLATHER, P. R. I., WHITE, J. W. C. et KREUTZ, K. J. (2000). ECMWF analyses and reanalyses depiction of ENSO signal in Antarctic precipitation. *Journal of Climate*, 13(8):1406–1420.
- BRUN, E., DAVID, P., SUDUL, M. et BRUNOT, G. (1992). A numerical model to simulate snow cover stratigraphy for operational avalanche forecasting . *Journal of Glaciology*, 38(128):13–22.
- BUDILLON, G., PACCIARONI, M., COZZI, S., RIVARO, P., CATALANO, G., IANNI, C. et CANTONI, C. (2003). An Optimum multiparameter mixing analysis of the shelf waters in the Ross Sea. *Antarctic Science*, 15:105–118.
- BUDILLON, G. et RINTOUL, S. R. (2003). Fronts and upper ocean thermal variability south of New Zeland. *Antarctic Science*, 15:141–152.
- CAILLEAU, S. (2004). *Validation de méthodes de contraintes aux frontières d'un modèle océanique : application à un modèle hauturier de l'Atlantique Nord et à un modèle régional du Golfe de Gascogne*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, France.

- CARLETON, A. (2003). Atmospheric teleconnections involving the Southern Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 108:C4–8080.
- CARLETON, A. et CARPENTER, D. A. (1990). Satellite Climatology of polar lows and broad-scale climatic associations for the southern hemisphere. *Int. J. Climatol.*, 10:219–246.
- CARRASCO, J. F. et BROMWICH, D. H. (1993). Mesoscale cyclogenesis dynamics over the southwestern Ross Sea, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 98 D7:12973–12995.
- CARRASCO, J.-F. et BROMWITCH, D. (1995). A case study of a midtropospheric subsynoptic-scale cyclone that developed over the Ross Sea and the Ross Ice Shelf of Antarctica. *Antarctic Science*, 7:199–210.
- CARRASCO, J.-F., BROMWITCH, D. et LIU, Z. (1997). Mesoscale cyclone activity over Antarctica during 1991. *Journal of Geophysical Research*, 102:13923–13954.
- CASSANO, J. J. et PARISH, T. R. (2000). An Analysis of the Nonhydrostatic Dynamics in Numerically Simulated Antarctic Katabatic Flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57:891–898.
- CHRISTENSEN, J. H., CHRISTENSEN, O. B., LOPEZ, P., van MEIJGAARD, E. et BOTZET, M. (1996). The HIRHAM4 regional atmospheric climate model - Report 96-4. Rapport technique, Danish Meteorological Institute - Copenhagen.
- CHRISTENSEN, J. H., HEWITSON, B., BUSUIOC, A., CHEN, A., GAO, X., HELD, I., JONES, R., KOLLI, R. K., KWON, W. T., LAPRISE, R., Magaña RUEDA, V., MEARNs, C. G., MENÉANDEZ, C. G., RAISANEN, J., RINKE, A., SARR, A. et WHETTON, P. (2007). *Regional Climate Projections. In : Climate Change 2007 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the fourth assesment Report of International Panel on Climate Change [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Millers (eds)]*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kindom and New York, NY, USA.
- COAMPS (2003). *Coupled Ocean Atmosphere Model Prediction System - version 3 - Model Description*. Naval Research Laboratory - Marine MEteorology Division - Monterey, California.
- COMISO, J. C. (1999). Variability and Trends in Antarctic Surface Temperatures from In Situ and Satellite Infrared Measurements. *Journal of Climate*, 13:1674–1696.
- DARE, R. A. et ATKINSON, B. W. (1999). Numerical modeling of atmospheric response to polynyas in the Southern Ocean sea ice zone. *Journal of Geophysical Research*, 104:16691–16708.
- DAVIS, C. H., Y., L., MCCONNEL, J. R., FREY, M. M. et HANNA, E. (2005). Snowfall-Driven Growth in East Antarctica Ice Sheet Mitigates Recent Sea-Level Rise. *Science*, 308:1898–1901.
- DELMONTE, B., PETIT, J., ANDERSEN, K., BASILE-DOELSCH, I. et MAGGI LIPENKOV, V. (2004). Dust size evidence for opposite regional atmospheric circulation changes over east Antarctica during the last climatic transition. *Climate Dynamics*, 23:427–438.

- DOSCHER, R., WILLÉN, U., JONES, C., RUTGERSSON, A., MARKUS MEIER, H. E., HANSSON, U. et GRAHAM, L. P. (2002). The developpement of the regional coupled ocean-atmosphere model RCAO. *Boreal Environnement Research*, 7:183–192.
- DUFRESNE, J.-L. et GRANDPEIX, J.-Y. (1996). Raccordement des modèles Thermodynamiques de glace, d’océan, et d’atmosphère - Note interne 205. Rapport technique, Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), France.
- DURAND, G. (2004). *Microstructure, recristallisation et deformation des glaces polaires de la carotte EPICA, Dome Concordia, Antarctique*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, France.
- EBERT, E. E. et CURRY, J. A. (1992). A Parameterization of Ice Cloud Optical Properties for Climate Models. *Journal of Geophysical Research*, 97:3831–3836.
- EBERT, E. E. et CURRY, J. A. (1993). An Intermediate One-Dimensional Thermodynamic Sea Ice Model for investigating Ice-Atmosphere interactions. *Journal of Geophysical Research*, 98:10085–10109.
- EPICA COMMUNITY MEMBERS (2004). Eight glacial cycles from an Antarctic ice core. *Nature*, 429:623–628.
- FICHEFET, T. et MAQUEDA, M. (1997). Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 102 C3:12,609–12,646.
- FICHEFET, T. et MORALES MAQUEDA, M. A. (1999). Modelling the influence of snow accumulation and snow-ice formation on the seasonal cycle of the Antarctic sea-ice cover . *Climate Dynamics*, 15:251–268.
- GALLÉE, H. (1995). Simulation of the Mesocyclonic Activity in the Ross Sea, Antarctica. *Monthly Weather Review*, 123:2050–2069.
- GALLÉE, H. (1997). Air-Sea Interactions over Terra Nova Bay during winter : Simulations with a coupled atmosphere-polynya model. *Journal of Geophysocal Research*, 102:13,836–13,849.
- GALLÉE, H. et DUYNKERKE, P. G. (1997). Air-snow interactions and the surface energy and mass balance over the melting zone of west Greenland during the Greenland Ice Margin Experiment. *Journal of Geophysical Research*, 102:13813–13824.
- GALLÉE, H., GUYONMARC’H, G. et BRUN, E. (2001). Impact of snow drift on the Antarctic ice sheet surface mass balance : possible sensitivity to snow-surface properties. *Boundary-Layer Meteorology*, 99:1–19.
- GALLÉE, H., PEYAUD, V. et GOODWIN, I. (2005). Simulation of the net snow accumulation along the Wilkes Land transect, Antarctica, with a regional climate model . *Annals of Glaciology*, 41:1–6.
- GALLÉE, H. et SCHAYES, G. (1994). Development of a Three-Dimensional Meso-gamma Primitive Equations Model, Katabatic Winds Simulation in the area of Terra Nova Bay, Antarctica. *Monthly Weather Review*, 122:671–685.

- GENTHON, C., KRINNER, G. et SACCHETTINI, M. (2003). Interannual Antarctic tropospheric circulation and precipitation variability. *Climate Dynamics*, 21:289–307.
- GIORGI, F., MARINUCCI, M. R., BATES, G. T. et CANIO, G. (1993). Development of a second generation regional climate model (RegCM2). Part II : Convective Processes and assimilation of lateral boundary conditions. *Monthly Weather Review*, 121:2814–2832.
- GIORGI, F. et MEARNS, O. (1999). Introduction to special section : Regional climate modeling revisited. *Journal of Geophysocal Research*, 104 D6:6335–6352.
- GONG, D. et WANG, S. (1999). DEfinition of Antarctic Oscillation Index. *Geophysical Research Letter*, 26:459–462.
- GREGORY, J. M. (2000). Vertical heat transports in the ocean and their effects on time-dependant climate change. *Climate Dynamics*, 16:501–515.
- GRENFELL, T. C. et PEROVICH, D. K. (1984). Spectral albedos of sea ice and incident solar irradiance in the Southern Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research*, 89:3573–3580.
- GUO, Z., BROMWICH, D. H. et CASSANO, J. (2003). Evaluation of Polar MM5 Simulations of Antarctic Atmospheric Circulation. *Monthly Weather Review*, 131:384–411.
- GUYON, E. et HULIN-JUNG, N. (2001). *Hydrodynamique physique*. CNRS Editions.
- HALTINER, G. J. et WILLIAMS, R. T. (1975). Some Recent Advances in Numerical Weather Prediction. *Monthly Weather Review*, 103:571–590.
- HEINEMANN, G. et KLEIN, T. (2003). Simulations of Topographically forced Mesocyclones in the Weddel Sea and the Ross Sea Region of Antarctica. *Monthly Weather Review*, 131:302–316.
- HEINEMANN ET AL. (2002). Modelling and observations of the katabatic flow dynamics over Greenland. *Tellus A*, 54(5):542–554.
- HIBLER, W. D. I. (1977). A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity. *Journal of Geophysical Research*, 82(27):3932–3938.
- HIBLER, W. D. I. (1979). A thermodynamic sea ice model. *Journal of Physical Oceanography*, 9(4):815–846.
- HODUR, R. M. (1997). The Naval Laboratory’s coupled ocean/atmosphere mesoscale prediction system (COAMPS). *Monthly Weather Review*, 125:1414–1430.
- HOLTON, J. R. (1992). *An introduction to dynamic meteorology*, 3rd ed. Academic Press.
- HOUDIN, F., MUSAT, I., BONY, S., BRACONNOT, P., CODRON, F., DUFRESNES, J.-L., FAIRHEAD, L., FILIBERTI, M.-A., FRIEDLINGSTEIN, P., GRANDPEIX, J.-Y., KRINNER, G., P., L. V., LI, Z.-X. et F., L. (2006). The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27:787–813.

- JACOB, D. (2001). A note to the simulation of the annual and inter-annual variability of the water budget over the Baltic Sea drainage basin. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 77:61–73.
- JACOBS, S. S. et COMISO, J. C. (1989). Sea Ice and Oceanic Processes on the Ross Sea Continental Shelf. *Journal of Geophysical Research*, 94:18195–18211.
- JACOBS, S. S., GIULIVI, C. F. et MELE, P. A. (2002). Freshening of the Ross Sea During the late 20th Century. *Science*, 297:386–389.
- JAMES, I. N. (1989). The Antarctic drainage flow : implications for hemispheric flow on the Southern Hemisphere. *Antarctic Science*, 1(3):279–290.
- JEFFRIES, M. O. et ADOLPHS, U. (1997). Early winter ice and snow thickness distribution, ice structure and development of the western Ross Sea pack ice between the ice edge and the Ross Ice Shelf. *Antarctic Science*, 9 (2):188–200.
- JONES, C. G., WYSER, K., ULLERSTIG, A. et WILLEN, U. (2004). The Rossby Center Regional Atmospheric Climate Model (RCA). Part II : Application to the arctic climate. *Ambio*, 33:261–266.
- KESSLER, E. (1969). On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monogr.*, 32:84.
- KHAIROUTDINOVA, M. AND KOGAN, Y. (2000). A New Cloud Physics Parameterization in a Large-Eddy Simulation Model of Marine Stratocumulus. *Monthly Weather Review*, 128:229–243.
- KING, J. C. et TURNER, J. (1997). *Antarctic Meteorology and Climatology*. Cambridge University Press.
- KLEIN, T. et HEINEMANN, G. (2001). On the forcing mechanisms of mesocyclones in the eastern Weddel Sea region, Antarctica : Process studies using a mesoscale numerical model. *Meteorologische Zeitschrift*, 10:113–122.
- KRINNER, G., GENTHON, C., LI, Z.-X. et LE VAN, P. (1997). Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, 102,D12: 13,731–13,745.
- KRINNER, G., MAGAND, O., SIMMONDS, I., GENTHON, C. et DUFRESNES, J.-L. (2007). Simulated Antarctic precipitation and surface mass balance at the end of the twentieth and twenty-first century. *Climate Dynamics*, 28:215–230.
- LACHLAN-COPE, T. (2005). Role of sea ice in forcing the winter climate of Antarctica in a global climate model. *Journal of Geophysical Research*, 110.
- LAPRISE, R., CAYA, D., GIGUERE, M., BERGERON, G., COTE, H., BLANCHET, J. P., BOER, G. J. et MCFARLANE, N. A. (1998). Climate and climate change in Western Canada as simulated by the Canadian regional climate model. *Atmosphere-Ocean*, 36:119–167.
- LARGE, W. G. et YEAGER, S. G. (2004). Diurnal to decadal forcing for ocean and sea-ice model : The data sets and flux climatologies , TN-460. Rapport technique, National Center for Atmospheric Research (NCAR), US.

- LAZAR, A. (1997). *La branche froide de la circulation thermohaline : sensibilité à la diffusion turbulente dans un modèle de circulation générale idéalisé*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.
- LEFEBRE, F., FETTWEIS, X., GALLÉE, H., VAN YPERSELE, J., MARBAIX, P., GREUILL, W. et CALANCA, P. (2006). Evaluation of a high-resolution regional climate simulation over Greenland. *Climate Dynamics*, 27-5:531–541.
- LEVKOV, L., ROCKEL, B., KAPITZA, H. et RASCHKE, E. (1992). 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65:35–57.
- LIEDER, M. et HEINEMAN, G. (1999). A summertime Antarctic mesocyclone event over the southern Pacific during FROST SOP3 : a mesoscale analysis using AVHRR, SSM/I, ERS, and numerical model data. *Weather and Forecasting*, 14:893–908.
- LIN, Y. L., FARLEY, R. D. et ORVILLE, H. (1983). Bulk parametrization of the snow field in a cloud model . *Journal of Applied Meteorology*, 22(6):1065,1092.
- LIU, H., JEZEK, K. C., LI, B. et ZHAO, Z. (2001). RADARSDAT Antarctic Mapping Project digital elevation model. Version 2. . Rapport technique, Boulder, CO, NSIDC.
- LIU, J., CURRY, J. A. et MARTINSON, D. G. (2004). Interpretation of Antarctic sea ice variability . *Geophysical Research Letter*, 31:K02205.
- LIU, S., GAO, W., LIANG, X. Z., ZHANG, H. et SLUSSER, J. (2006). Sensitivity of CWRP simulations of the China 1998 summer flood to Cumulus parametrizations. *Proc. of SPIE*, 6298:1–7.
- LLIBOUTRY, L. (1965). *Traité de glaciologie, tome 2*. Masson et Cie Editeurs.
- LYNCH, A. H., CHAPMAN, W. L., E., W. J. et WELLER, G. (1995). Developpement of a regional climate model of the Western Antarctic. *Journal of Climate*, 8:1555–1570.
- LYTHE, M. B., VAUGHAN, D. G. et CONSORTIUM, B. (2001). BEDMAP : a new ice thickness and subglacial topographic model of Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 106(B6): 11335–11351.
- MADEC, G. (2007). OPA9 ocean general circulation model reference manual, en préparation. Rapport technique, Institut Pierre Simon Laplace (IPSL), France.
- MADEC, G., DELECLUSE, P., IMBARD, M. et LÉVY, C. (1998). OPA8.1 ocean general circulation model reference manual, Internal Report 11. Rapport technique, Institut Pierre Simon Laplace (IPSL), France.
- MARBAIX, P., GALLÉE, H., BRASSEUR, O. et van IPERSELE J. P. (2003). Regional Lateral Boundary Conditions in Regional Climate Models : A Detailed Study for Relaxation Procedure. *Monthly Weather Review*, 131:461–479.
- MARSHALL, J. et SCHOTT, F. (1999). Open-ocean convection : observations, theory, and models. *Review of Geophysics*, 37:1–64.

- MC LAREN, A. J., BANKS, H., T., DURMAN, C. F., GREGORY, J. M., JOHNS, T. C., KEEN, A. B., RIDLEY, J. K., ROBERTS, M. J., LIPSCOMB, W. H., CONNOLLEY, W. M. et LAXON, S. W. (2006). Evaluation of the sea ice simulation in a new coupled atmosphere-ocean climate model (HadGEM1). *Journal of Geophysical Research*, 111:C12014.
- MEEHL, G. A., STOCKER, T. F., COLLINS, W. D., FRIEDLINGSTEIN, P., GAYE, A. T., GREGORY, J. M., KITOH, A., KNUTTI, R., MURPHY, J. M., NODA, A., RAPER, S. C. B., WATTERSON, I. G., WEAVER, A. J. et ZHAO, Z.-C. (2007). *Global Climate Projections. In : Climate Change 2007 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the fourth assesment Report of International Panel on Climate Change [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Millers (eds)]*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kindom and New York, NY, USA.
- MEYERS, M., WALKO, R., HARRINGTON, J. et COTTON, W. (1997). New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II : The two-moment scheme. *Atmospheric Research*, 45:3–39.
- MEYERS, M., P., DELMOTT, P., J. et COTTON, W. (1992). New primary ice nucleation parametrizations in an explicit cloud model . *Journal of Applied Meteorology*, 31(7):708–721.
- MORALES MAQUEDA, M. A., WILLMOTT, A. J. et BIGGS, N. R. T. (2004). Polynia Dynamics : a review of observations and modeling. *Review of Geophysics*, 42:1–37.
- MORCRETTE, J. (2002). Assessment of the ECMWF Model Cloudiness and Surface Radiation Fields at the ARM SGP Site. *Monthly Weather Review*, 130:257–277.
- OPPENHEIMER, M. (1998). Global Warming and the stability of the West Antarctic Ice Sheet. *Nature*, 393:325–332.
- ORLANSKI, I. (1975). A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 56,5:527–530.
- PARISH, T., R. et BROMWICH, D. H. (1987). The surface wind field over the Antarctica ice sheets. *Nature*, 328:51–54.
- PARISH, T., R. et BROMWICH, D. H. (1991). Continental-Scale Simulation of the Antarctic Katabatic Wind Regime. *Journal of Climate*, 4:135–146.
- PARISH, T. R. (1988). Surface Winds over the Antarctic continent : a review. *Review of Geophysics*, 26:169–180.
- PARKINSON, C. L., VINNIKOV, K. Y. et CAVALIERI, D. J. (2006). Evaluation of the simulation of the annual cycle of Artic and Antarctic sea ice coverages by 11 major global climate models. *Journal of Geophysical Research*, 111:C07012.
- PETRELLI, P., BINDOFF, N. L. et BERGAMASCO, A. (2006-2007). The sea-Ice dynamics of Terra Nova Bay and Ross Ice Shelf Polynias during a spring and winter simulation. *Submitted to JGR*, XXX:XXX.

- RANDALL, D., WOOD, R. A., BONY, S., COLMAN, R., FYFE, J., KATTSOV, V., PITMAN, A., SHUKLA, J., SRINIVASAN, R., STOUFFER, R., SUMI, A. et TAYLOR, K. (2007). *Climate Models and Their Evaluation. In : Climate Change 2007 : The Physical Science Basis. Contribution of the Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Millers (eds)]*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kindom and New York, NY, USA.
- RASMUSSEN, E. A. et TURNER, J. (2003). *Polar Lows : Mesoscale Weather Systems in the Polar Regions*. Cambridge University Press.
- Report No. 179/02 (2002). *WOCE Observations 1990-1998 : A summary of the WOCE global data ressource*. World Ocean Circulation Experiment.
- RINKE, A., MASLOWSKI, W., DETHLOFF, K. et CLEMENT, J. (2006). Influence of sea ice on the atmosphere : A study with an Arctic atmospheric regional climate model. *Journal of Geophysical Research*, 111:D16103.
- RUBINO, A., BUDILLON, G., PIERINI, S. et SPEZIE, G. (2003). A model for the spreading and sinking of the Deep Ice Shelf Water in the Ross Sea. *Antarctic Science*, 15:25–30.
- RUSSELL, J. L., STOUFFER, J. R. et DIXON, K. W. (2006). Intercomparison of the Southern Ocean Circulations in IPCC Coupled Model Control Simulations. *Journal of Climate*, 19: 4560–4575.
- RUTLEDGE, S. et HOBBS, P. V. (1984). The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in mid-latitude clouds. Part XII : A diagnostic modeling study of precipitation development in narrow cold frontal rainbands. *Journal of Atmospheric Science*, 41:2949–2972.
- SCHWERDTFEGER, W. (1984). *Weather and Climate of the Antarctic*. Elsevier Science Publishers, Netherlands.
- SHEPHERD, A., WINGHAM, D., T., P. et SKVARCA, P. (2003). Larsen Ice Shelf Has Progressively Thinned. *Science*, 302:856–859.
- SHEPHERD, A., WINGHAM, D. J., MANSLEY, J. A. D. M. et CORR, H. F. J. (2001). Inland Thinning of Pine Island Glacier, West Antarctica. *Science*, 291:862–864.
- SHINE, K. et HENDERSON-SELLERS, A. (1985). The sensitivity of a thermodynamic sea ice model to changes in surface albedo parameterization. *Journal of Geophysical Research*, 90:2243–2250.
- SMITH, W. H. F. et SANDWELL, W. T. (1997). Global Sea Floor Topography from Satellite Altimetry and Ship Depth Soundings. *Science*, 277:1956 – 1962.
- STRETEN, N. A. et TROUP, A. J. (1973). A synoptic climatology of satellite observed cloud vorticies over the Southern Hemisphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 99:56–72.
- STULL, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publisher.

- SURA, P. et GILLE, S. T. (2003). Interpreting wind-driven Southern Ocean variability in a stochastic framework. *Journal of Marine Research*, 61:313–334.
- THOMAS, R., RIGNOT, E., CASASSA, G., KANAGARATNAM, P., ACUNA, C., AKINS, T., FREDERIK, E., GOGIENI, P., KRABILL, W., MANIZADE, S., RAMAMOORTHY, H., RIVERA, A., RUSSEL, R., SONNTAG, J., SWIFT, R., YUNGEL, J. et ZWALLY, J. (2004). Accelerated Sea-Level Rise from West Antarctica. *Science*, 306:255–258.
- THOMAS, R. H., SANDERSON, T. J. O. et ROSE, K. E. (1979). Effect of climatic warming on the West Antarctic ice sheet. *Nature*, 277:355–358.
- TIMMERMAN, R., WORBY, A., GOOSSE, H. et FICHEFET, T. (2004). Utilizing the ASPeCt sea ice thickness data set to evaluate a global coupled sea ice-ocean model. *Journal of Geophysical Research*, 109:C07017.
- TOMCZAK, M. et GODFREY, J. S. (1994). *Regional Oceanography : An Introduction*. Pergamon.
- TREGUIER, A.-M., ENGLAND, M., RINTOUL, S. R., MADEC, G., LE SOMMER, J. et MOLINES, J.-M. (2007). Southern Ocean overturning across streamlines in an eddying simulation of the Antarctic Circumpolar Current. *En Préparation*.
- TRIPLET, J. P. et ROCHE, G. (1977). *Météorologie Générale - Seconde édition*. Ecole Nationale de Météorologie.
- TURNER, J. (2004). Review : The El Niño Southern Oscillation and Antarctica. *International Journal of Climatology*, 24:1–31.
- TURNER, J. et PENDLEBURY, S. (2004). *The International Antarctic Weather Forecasting Handbook*. British Antarctic Survey.
- UPPALA, S., KALLBERG, P., SIMMONS, A., ANDRAE, U., da COSTA BECHTOLD, V., FIORINO, M., GIBSON, J., HASELER, J., HERNANDEZ, A., KELLY, G., LI, X., ONOGI, K., SAARINEN, S., SOKKA, N., ALLAN, R., ANDERSSON, E., ARPE, K., BALMASEDA, M., BELJAARS, A., van de BERG, L., BIDLOT, J., BORMANN, N., CAIRES, S., CHEVALLIER, F., DETHOF, A., DRAGOSAVAC, M., FISHER, M., FUENTES, M., HAGEMANN, S., HOLM, E., HOSKINS, B., ISAKSEN, L., JANSSEN, P., JENNE, R., McNALLY, A., MAHFOUF, J.-F., MORCRETTE, J.-J., RAYNER, N., SAUNDERS, R., SIMON, P., STERL, A., TRENBERTH, K., UNTCH, A., VASILJEVIC, D., VITERBO, P. et WOOLLEN, J. (2005). The era-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131:2961–3012.
- VALCKE, S., CAUBEL, A., VOGELSANG, R. et DECLAT, D. (2004). *OASIS3 user guide, 5th edition*. PRISM.
- Van de BERG, W., Van den BROEKE, M., REIJMER, C. et VAN MEIJGAARD, E. (2005). Characteristics of the Antarctic surface mass balance, 1958-2002, using a regional atmospheric climate model. *Annals of Glaciology*, 41.1:97–104(8).
- van LIPZIG, N. P. M., van MEIJGAARD, E. et OERLEMANS, J. (2002). The spatial and temporal variability of the surface mass balance in Antarctica : results from a regional atmospheric climate model. *International Journal of Climatology*, 22:1197–1217.

- WANG, Y. (2000). An Explicit Simulation of Tropical Cyclones with a Triply Nested Movable Mesh Primitive Equation Model : TCM3. Part I : Model Description and Control Experiment. *Monthly Weather Review*, 129:1370–1394.
- WEISS, J. et MARSAN, D. (2004). Scale Properties of sea ice deformation and fracturing. *C. R. Physique, Académie des sciences*, 5:735–751.